

Title	非平衡電離方式MHD発電の作動ガス導電率に関する研究 (Dissertation_全文)
Author(s)	野口, 透
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	1971-11-24
URL	<a href="http://dx.doi.org/10.14989/doctor.r1883">http://dx.doi.org/10.14989/doctor.r1883</a>
Right	
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author

# 非平衡電離方式MHD発電の 作動ガス導電率に関する研究

昭和45年10月

野 口 透

# 非平衡電離方式MHD発電の 作動ガス導電率に関する研究

昭和45年10月

野 口 透

DOC
1971
10
電気系

# 目 次

記 号 表 .....	1
第 1 章 緒 論 .....	1
1. 1 M H D 発電の沿革 .....	1
1. 2 原子炉を熱源とする M H D 発電 .....	2
1. 3 本研究の目的と意義 .....	4
1. 4 本研究の内容 .....	5
第 2 章 M H D 発電機に関する一般理論 .....	7
2. 1 緒 言 .....	7
2. 2 基礎方程式 .....	7
2. 3 発電ダクトの形式と関係式 .....	11
2. 4 作動ガス中電子の Joule 加熱 .....	19
2. 5 結 言 .....	30
第 3 章 作動ガス導電率に対する壁面導電効果 .....	31
3. 1 緒 言 .....	31
3. 2 Faraday 形発電ダクトの有効分割度 .....	32
3. 3 抵抗性連続電極ダクト .....	33
3. 4 非平衡電離発電ダクトにおける漏洩電流の影響 .....	36
3. 5 有効導電率に関する実験 .....	42
3. 6 結 言 .....	44

第4章	作動ガスの電離緩和 .....	45
4.1	緒 言 .....	45
4.2	電子-イオン再結合過程 .....	46
4.3	作動ガス中の電子のエネルギー損失機構 .....	50
4.4	発電ダクト内の電子密度緩和 .....	60
4.5	Faraday 形発電ダクト内の諸特性 .....	68
4.6	電離緩和に関する実験 .....	83
4.7	結 言 .....	86
第5章	Faraday 形発電ダクトによる実験 .....	88
5.1	緒 言 .....	88
5.2	実験装置の概要 .....	88
5.3	磁界中の作動ガス導電率 .....	90
5.4	発電ダクト内の電位分布 .....	92
5.5	結 言 .....	96
第6章	結 論 .....	98
謝 辞	.....	100
参考文献	.....	101

# 記 号 表

$a$	音 速	$k$	Boltzmann 定数 ( $1.38 \times 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$ )
$A$	ダクト断面積	$K$	負荷率
$b$	ダクト幅	$K_h$	Hall 発電機の負荷率
$B$	磁束密度	$l$	距 離
$c$	光速 ( $3.00 \times 10^8 \text{ m/sec}$ )	$L$	ダクト長さ
$c$	分割電極長さ (流れ方向)	$m$	粒子質量
$c_e$	電子の平均熱運動速度	$\dot{m}$	質量流量
$C_f$	摩擦係数	$M$	Mach 数
$C_p$	定圧比熱	$n$	粒子密度
$C_v$	定積比熱	$p$	圧 力
$D$	流路の水力直径	$P$	出力密度
$e$	電子電荷 ( $1.60 \times 10^{-19} \text{ C}$ )	$P_p$	ガス流の毎秒当りの損失エネルギー
$E$	電界強度	$Q$	熱 量
$E'$	電界強度 (移動ガス座標系 $E' = E + u \times B$ )	$Q$	衝突断面積
$f_{abs}$	吸収振動子強度	$Q_{ex}$	励起衝突断面積
$F$	力	$Q_m$	弾性衝突断面積
$g$	原子のエネルギー準位統計的重み	$Q_r$	電子-イオン再結合断面積
$h$	Planck 定数 ( $6.62 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{sec}$ )	$r_o$	Debye 長
$h$	単位質量当りのエンタルピー	$R$	気体定数
$h$	ダクト高さ	$R$	プラズマ放射領域特性長
$I$	電 流	$R_L$	負荷抵抗
$I_L$	負荷電流	$R_o$	作動ガスの比抵抗
$I_w$	漏洩電流	$R_w$	ダクト壁の比抵抗
$j$	電流密度	$s$	電極の分割ピッチ
$j_w$	漏洩電流密度	$t$	時 間
		$t$	ダクト壁厚さ

$T$	温 度
$T_e$	電子温度
$T_g$	ガス温度
$T_{go}$	中心流ガス温度
$T_w$	ダクト壁温度
$u$	ガス流速
$u_o$	中心流速度
$U$	ガスの内部エネルギー ( $dU = C_v dT$ )
$v_e$	電子速度
$V$	電 圧
$V_i$	電離電圧
$w$	共鳴放射スペクトルの有効幅
$W$	仕事, エネルギー
$W_c$	弾性衝突損失
$W_r$	再結合放射損失
$W_{res}$	共鳴放射損失
$x, y, z$	空間座標
$Y_{\nu_o}$	波長 $c/\nu_o$ における黒体放射強度
$\alpha$	電離度
$\alpha$	電子-イオン再結合係数
$\beta$	Hallパラメータ ( $\omega \tau$ )
$\gamma$	比熱比 ( $C_p/C_v$ )
$\gamma_s$	有効分割度
$\delta$	弾性衝突損失パラメータ
$\delta_{eff}$	実効衝突損失パラメータ
$\epsilon$	誘電率
$\epsilon_o$	真空の誘電率 ( $8.86 \times 10^{-12}$ F/m)

$\epsilon_s$	シード率 (モル分率)
$\epsilon_e$	電子のエネルギー
$\epsilon_{ex}$	励起エネルギー
$\epsilon_i$	電離エネルギー
$\eta_e$	局所効率 (タービン効率)
$\theta$	角 度
$\kappa$	壁温度に関する係数 ( $\frac{T_{go} - T_w}{T_{go}}$ )
$\lambda$	平均自由行程
$A$	Coulomb 衝突に関する量
$\mu$	透磁率
$\mu$	移動度
$\nu_o$	共鳴放射周波数
$\rho$	質量密度
$\rho_w$	ダクト壁の面積抵抗
$\sigma$	導電率
$\sigma_o$	スカラー導電率
$\sigma_{eff}$	有効導電率
$\Sigma_w$	ダクト壁のコンダクタンス
$\tau$	平均衝突時間
$\omega$	サイクロトロン周波数

添字  $x, y, z$  は各座標成分を,  $c, i, o, s, g$  はそれぞれ電子, イオン, 中性原子, シード原子, ガスを示す。

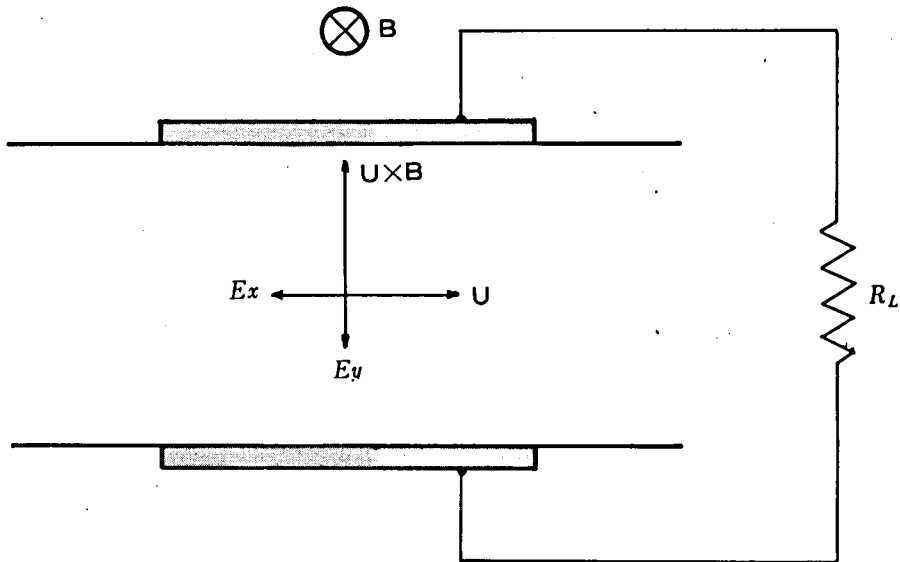
使用単位

すべて M K S C K 系単位を用いる。

# 第1章 緒 論

## 1.1 MHD発電の沿革

MHD発電とは Magnetohydrodynamic Power Generation (電磁流体力学的発電) の略であって、動作原理そのものは従来の回転式発電機と同様に、Faradayの電磁誘導の法則の応用に過ぎない。すなわち、従来の発電機では磁界に対して相互運動を行なう導体が固体の銅線であるが、MHD発電機では導電性ガス(弱电離プラズマ)あるいは液体金属などのいわゆる電磁流体である。第1.1.1図はMHD発電の動作原理の説明図であって、速度  $u$  の電磁流体(作動流体)が磁束密度  $B$  の磁界に垂直な方向に運動するとき、 $u \times B$  の大きさと方向を有する起電力を誘起する。したがって、作動流体の流れ方向および磁界の両者に対して垂直方向に一对の電極を設け、外部に負荷を接続すれば電力を得ることができる。



第1.1.1図 MHD発電の動作原理

このように動作原理は簡単であり、回転部分などの可動機構がない静止機器であるので構成材料の選択が比較的容易である。



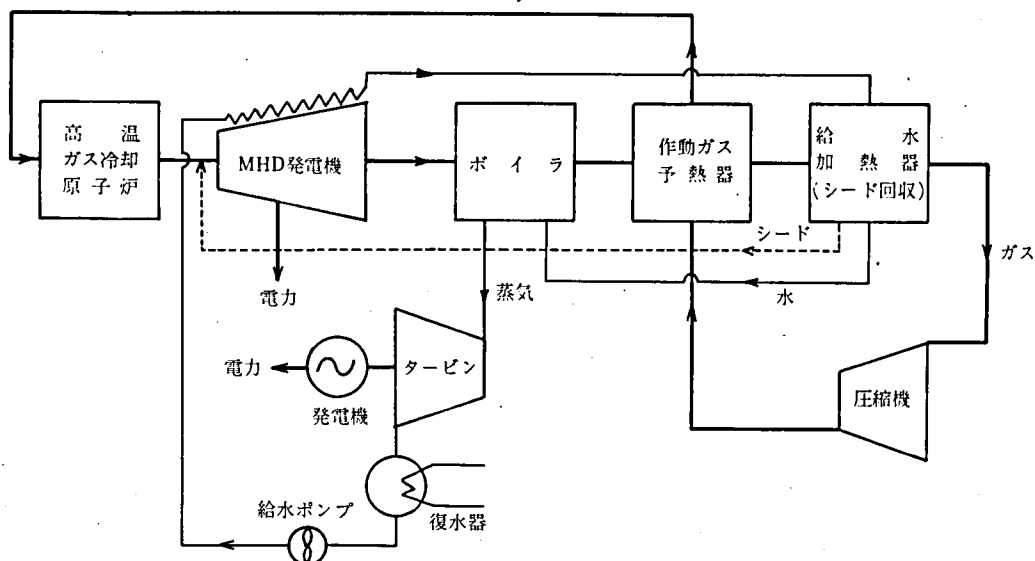
MHD発電に関する研究の歴史は古く、すでにFaradayは作動流体として水銀を用い、これを磁界内に置いたダクトに流して発電を行なうことを述べている。しかし、この発電方式が熱エネルギーを直接的に（可動部分なしに）電気エネルギーに変換するいわゆる直接発電の一方式としての可能性を謳われはじめたのは1950年代後期からである。

すなわち、ロケット技術に関連して高温のガスに電離電圧の低いアルカリ金属蒸気を混合するSeedingの方法が考案されてから、作動ガスの導電性を高めることが可能になり、MHD発電に関する研究は急速に進展した。まず米国AVCO社では、2800°Kのアルゴン・ガスに $K_2CO_3$ をシードして50~150 mho/mの導電性ガスを得、これを1.4 Tの磁界内で、断面1"×3"、長さ20"の発電ダクト内を流速800 m/secを流して、約10 KWの電力を取出すことに成功した<sup>1)</sup>。この場合の熱源はプラズマ・ジェットであるが、同じ頃、GE社やWestinghouse社でも、それぞれカーボン燃焼や石油燃焼で得た高温ガスにシードを行なって発電実験に成功している。その後、とくに米国において研究が推進されて来たが、液体金属を作動流体とするMHD発電をも含めて、その他の国々（ソ連、英国、フランス、西ドイツ、イタリア、ポーランドなど）でもそれぞれの国情に応じた特色のある研究が進められており、わが国においても電子技術総合研究所を中心として国立および民間の研究所で研究が行なわれている。

ガスを作動流体とするMHD発電の開発を必要とする理由は、高温領域における熱エネルギー→電力変換の実現であり、これと従来のタービン発電とを組合わせて熱効率の大きい経済的な発電を行なうことを目標としている。とくにわが国においてはエネルギー源の大部分を輸入に依存しており、全消費量に対する輸入割合は現在70%のものが、2000年には90%にもなると予想されているため高効率の発電方式が強く望まれている。

## 1.2 原子炉を熱源とするMHD発電

MHD発電の方式は使用熱源により2つの形に大別することができる。一つは石炭、石油あるいは天然ガスのような化石燃料を燃焼し、そのガスを作動流体とする開放サイクル形であり、いま一つは核エネルギーを熱源とする閉サイクル形である。後者の



第 1.2.1 図 閉サイクル方式 M H D 発電の系統概略

作動流体は、原子炉の形式により希ガス、液体金属およびガス・液二相流が考えられる<sup>2)</sup>。

本研究の対象は、このうちの高温度ガス冷却炉を熱源とする閉サイクル M H D 発電に関するものであり、実用化の段階ではさらに蒸気タービン系統と組合わされて原子力発電の一方式を形成する。第 1.2.1 図はその概略系統図である。このような M H D 発電方式を考える場合、第一に問題になるのは炉から得られる冷却ガスの出口温度である。この冷却ガスを M H D 発電の作動ガスとするにはガスの導電率をある程度高くする必要がある。後述するように作動ガス中には電離電圧の低いアルカリ金属原子をシードとして少量混入する方法がとられるが、このシード原子が作動ガス中で十分に熱電離されるには少なくとも  $2000^{\circ}\text{K}$  以上の温度を必要とする。また、これも後述する非平衡電離現象を利用するにしても最低  $1500^{\circ}\text{K}$  程度のガス温度が必要であるとされている。したがって、原子炉の出口ガス温度として少なくとも  $1500\sim 2000^{\circ}\text{K}$  あることが望ましいが、現状ではそのような高温ガス炉は存在しない。第 1.2.1 表<sup>3)</sup>は現在運転中あるいは開発中の高温ガス炉の設計データである。同表中、設計段階にある炉では M H D 発電の熱源として有望なデータが挙げられているが、実現の時期は

第1.2.1表 高温ガス冷却炉の設計データ

	Dragon	Peach Bottom	A V R	UHT REX	Fort St. Vrain	THTR	LASL (ロケット 用)	Dragon + I R D	LASL (MHD)	Gill11の試算	
										A	B
炉 心 径 (m)	1.07	279	3.0	1.78	5.95	5.6	0.915	10.52	823	10.1	8.2
炉 心 体 積 (m <sup>3</sup> )	1.44	14	19.9	223	132	126	0.8	458	243	660	435
流 路 面 積 (m <sup>2</sup> )	0.117	1.1	283	—	5.6	9.9	0.296	21.9	11.2	16.0	10.6
熱 伝 達 面 積 (m <sup>2</sup> )	83.2	510	329	685	7550	4,150	566	38,200	11,450	35,300	23,200
電 気 出 力 (MW)	—	40	13	—	330	300	—	500	1,270	1,000	1,000
熱 出 力 (MW)	20	115.5	46	3	838	750	7,100	914	2,522	2,000	2,000
炉 心 入 口 温 度 (°K)	623	623	448	1,143	678	545	167	1,205	1,243	1,200	600
炉 心 出 口 温 度 (°K)	1,023	1,023	1,123	1,583	1,048	1,023	2,500	1,800	2,248	2,000	2,000
燃 料 最 高 温 度 (°K)	1,523	1,603	1,523	?	?	1,629	2,860	2,010	2,813	2,150	2,250
熱 出 力 密 度 (MW/m <sup>2</sup> )	13.9	8.3	2.3	1.35	6.35	5.95	8,850	2.0	10.4	3.03	4.6
冷 却 ガ ス	He	He	He	He	He	He	He	He	He	He	He
圧 力 (bar)	21	21	10	34	48	40	100	5	8.5	10	10
ガ ス 流 量 (kg/s)	9,618	55.5	13.1	1.31	435	295	214	296	480	480	274
運 転 開 始 時 期	1964	1967	1967	1968	1971	?	?	?	?	?	?

不明である。しかし、最近化学工業用あるいは製鉄用の原子炉として高温ガス炉開発の機運が高まっており、これらの技術がM H D発電用の炉の開発を早期化することも予想される。

### 1.3 本研究の目的と意義

以上に概説した原子力によるM H D発電は、わが国のエネルギー事情の将来を考えると、ぜひとも開発しなければならない課題の一つである。わが国の電力業界の長期計画によれば、需用負荷曲線のベース部分は次第に原子力発電で置換される方向に進んでいるが、核燃料のほとんどはやはり海外に依存するものであって、経済上からも、高効率の発電方式が期待されている。また、最近問題になりつつある発電所冷却水放出水面の温度上昇による熱汚染に関しても、同一出力の発電所で熱効率を40%から50%に上げるだけでも排熱は $\frac{2}{3}$ になるので発電の高効率化は極めて有利である。

本研究は、ガス冷却炉の高温化を期待する一方で、より低温で有効な発電を行ないうるM H D発電機の実現に寄与するために、とくに問題点が多く残されている作動ガ

スの導電率について、理論ならびに実験の両面から検討を加えたものである。

先に触れた燃焼ガスを作動流体とする M H D 発電では得られるガス温度は 2500～3000°K で、ガス導電率に関する問題は少なく、むしろこのような高温ガスに耐えるダクト壁材料とか熱交換器が隘路になっている。これに反して、希ガスを作動主ガスとする M H D 発電では材料の問題以前に所要の作動ガス導電率をいかにして得るかが大きな課題である。従来から希ガスに金属蒸気を混合したガスのプラズマについては多くの研究が行なわれているが、M H D 発電に用いるような大気圧以上の高圧ガスプラズマについては未知の点が多く、さらに電磁流体力学的な取扱いはまだ確立されていない。本研究においてはアルカリ金属をシードした希ガス、とくにカリウム・シードのアルゴンガスの導電率が M H D 発電機内でどのように変化するか、そして、所要の導電率を得るにはどのような方策をとるべきかを検討した。計算例ならびに実験データは小形の M H D 発電ダクト内の作動ガスに関するものであるが、本研究の結果は将来の実用規模の発電機の開発に際して充分応用できるものと信ずる。

#### 1.4 本研究の内容

本研究は高温ガス冷却炉を熱源とする M H D 発電に使用する作動ガスに関し、その導電率を非平衡電離作用を用いて増加させる場合に生じるいくつかの問題点について取扱ったものである。本研究の内容は概略つぎのようになる。

第 1 章では M H D 発電の原理ならびに沿革を述べ、M H D 発電の開発が必要とされる理由がエネルギー経済および熱汚染に関し多くの利点を有しているためであることを説明した。将来の原子力発電においても M H D 発電の有用性は変わらないが、高温ガス炉ならびに M H D 発電機の両方に未解決の問題が多くあり、その一つとして、M H D 発電の作動ガスの導電率の問題が挙げられる。

第 2 章では M H D 発電機に関する基礎理論をまとめ、M H D 発電ダクトの種々の形式とその特性式について述べた。さらに本研究の主題である発電ダクト内部電流による作動ガス電子の Joule 加熱につき詳述し、高温ガス炉より得られる比較的低温の作動ガスに所要の導電率を与えるために非平衡電離が不可欠であることを述べた。

第 3 章では作動ガスの導電率に及ぼす発電ダクト壁面の導電現象の影響について論じた。とくに Faraday 形ダクトを対象とし、電極の有効分割度  $r$  を提唱して、こ

れを用いればダクト内での作動ガス導電率ならびに出力特性が簡単な形の式で表わされることを明らかにした。また実験により、本章の理論の妥当性を立証することができた。

第4章では分割電極ダクト内の作動ガスの電離緩和現象と、それが作動ガス導電率に及ぼす影響を論じた。すなわち、まず、電子-イオン再結合過程をMHD発電の作動条件で検討し、2電子3体再結合が優勢であることを明らかにし、ついで電子のエネルギー損失は中性原子との弾性衝突損失のほかに、小形のダクトでは再結合放射および共鳴放射の損失が加わって実効衝突損失パラメータを大きくすることを明らかにした。さらに、電離緩和を考慮した場合の発電ダクト内の流れ方向の電子密度の分布、導電率の変化を計算により求め、一部は実験により確認した結果、発電ダクト内での有効な非平衡電離を期待するためには、発電部上流における予備電離が効果的であるとの結論を得た。

第5章ではFaraday形発電ダクトによる実験について述べた。とくに、磁界中における作動ガスの導電率の実験結果は第4章で放射損失を考慮して求めた導電率の計算結果とよく一致することが分った。

また、ダクト内の作動ガス電位の分布を種々の条件について測定し、予備電離により境界層での非平衡電離が容易になって電位分布ならびに出力特性が改善されることを明らかにした。

最後に、第6章では前章までに得られた結果を総括し、今後に残された問題を附記して、本研究の結論とした。

## 第2章 MHD発電機に関する一般理論

### 2.1 緒 言

MHD発電機の動作に関する理論は Faraday の電磁誘導の法則, Maxwell の電磁方程式ならびに作動ガスの電磁流体力学的諸式から成立っている。発電の機構は本来, 3次元空間的なものであり, 発電機としての諸特性を正確に記述するためには, 3次元的な解析を必要とするが, 本研究では作動ガスの流れ方向に沿う準1次元的な取り扱いで近似することにした。

本章では, まずMHD発電に関する基礎方程式を挙げ, ついて本研究の主題である作動ガス導電率に関し, 一般化された Ohm 法則について述べる。そして, これらの理論をもとに, 実際の発電機を構成する場合, 種々の形式の発電ダクトが考えられるので, そのうちの主なダクト形式と関連する特性式を説明する。これら各形式のダクトを用いる発電機に関し共通的に, 発電出力密度は作動ガス導電率に比例する。したがって, 比較的低温のガスを用いる場合, ガス導電率を大きくする方法を考えないと, MHD発電は経済的に成立たなくなる。本章では, 非平衡電離現象の種々の様式のうち, とくにダクト内部電流による電子の Joule 加熱作用に関する理論について説明する。

### 2.2 基礎方程式

#### 2.2.1 電磁流体力学理論

MHD発電の作動ガスが一般の流体機械のそれと著しく異なる点は温度, 圧力, 速度のほかに電界, 磁界との相互作用があるということである。そこで, まず, 熱伝導を除外した場合の非粘性かつ圧縮性の電磁流体流に関する方程式を挙げると,

運動方程式

$$\rho \left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) \mathbf{u} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (2.2.1)$$

エネルギー方程式

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{u^2}{2} + U + \frac{\epsilon \cdot E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu} \right) + \rho u \cdot \nabla \left( \frac{u^2}{2} + U \right) = -\nabla \cdot (u p) - \nabla \cdot \left( \frac{E \times B}{\mu} \right) \quad (2.2.2)$$

連続方程式

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u \cdot \nabla \right) \rho = -\rho \nabla \cdot u \quad (2.2.3)$$

ここに、 $\rho$ ：質量密度、 $u$ ：速度、 $j$ ：電流密度、 $B$ ：磁界強度、 $p$ ：圧力、 $U$ ：ガスの内部エネルギー（ $dU = C_v dT$ ）、 $E$ ：電界強度、 $\epsilon$ ：誘電率、 $\mu$ ：透磁率であり、また電界および磁界の時間微分は、MHD発電機内では無視できるのでここでは省略してある。今の場合、単位体積に出入する正味の電力はPoyntingの定理により

$$\nabla \cdot \left( \frac{E \times B}{\mu} \right) = -j \cdot E \quad (2.2.4)$$

である。

ここで、定常状態でしかも近似的に一次元  $x$  方向の流れを考えると、上述の各式はつぎのように簡単になる。

運動方程式

$$\rho u \frac{du}{dx} + \nabla p = j \times B \quad (2.2.5)$$

エネルギー方程式

$$\rho u \frac{d}{dx} \left( \frac{u^2}{2} + h \right) = j \cdot E \quad (2.2.6)$$

連続方程式

$$\rho u A = \dot{m} = \text{constant} \quad (2.2.7)$$

ここに  $h = U + R T$  は単位質量あたりのエンタルピー、 $A$ ：ガス流路の断面積、 $\dot{m}$ ：質量流量、 $R$ ：気体定数（ $= k/m$ ）である。

以上では、ガス流路の壁における摩擦損失および熱伝達を無視したが、もしこれらを考慮すると式（2.2.5）～（2.2.7）はつぎのようになる<sup>4)</sup>。

運動量：

$$\frac{dp}{p} + r \frac{M^2}{2} \left( \frac{dM^2}{M^2} + \frac{dT}{T} \right) + r \frac{M^2}{2} \left( \frac{4C_f}{D} + \frac{2jyB}{rApM^2} \right) dx = 0 \quad (2.2.8)$$

エネルギー：

$$\frac{dQ - dW}{RT} = \frac{dk}{dT} + \frac{1}{2} r d(M^2) + \frac{1}{2} r M^2 \frac{dT}{T} \quad (2.2.9)$$

連 続：

$$\frac{dp}{p} - \frac{1}{2} \frac{dT}{T} + \frac{1}{2} \frac{d(M^2)}{M^2} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (2.2.10)$$

ここに、 $r$ ：比熱比、 $M$ ：マッハ数、 $T$ ：温度、 $C_f$ ：摩擦係数、 $D$ ：流路の水力直径、 $Q$ ：ガスの単位質量に伝達される熱量、 $W$ ：ガスの単位質量から伝達する電気エネルギーである。

これらの式は壁近傍に存在する境界層を考えていないので厳密には実際とは相違するが以下では必要に応じて変形することとし、一応、式(2.2.5)～(2.2.10)を適宜使用することとする。

## 2.2.2 一般化された Ohm の法則

一般に導体内の電荷担体は電界、磁界および電荷密度勾配により力を受けるが、電離気体内でも同様であり、とくに磁界による作用を無視できない。電界と電流密度との関係は Ohm の法則で記述されるが、MHD 発電作動ガスでは諸作用を考慮した場合、多重成分の弱電離プラズマに関する一般化された Ohm の法則を適用する必要がある。すなわち<sup>5)</sup>、

$$j = \sigma E' - \frac{\omega_e \tau_e}{B} (j \times B) + \frac{(\omega_e \tau_e)(\omega_i \tau_i)}{B^2} (j \times B) \times B \quad (2.2.11)$$

ここに  $\sigma$ ：ガスのスカラー導電率、 $E'$ ：移動するガスの座標系で測った電界、すなわちすべての電界と観測者の座標系で測った起電力との和、 $\omega_e$ 、 $\omega_i$ ：電子、またはイオンのサイクロトロン周波数、 $\tau_e$ 、 $\tau_i$ ：電子またはイオンの平均衝突時間である。



右辺第2項はHall 効果を示し、同じく第3項は、イオン・スリップ効果を示すものである。

サイクロトロン周波数 $\omega$ は次式で表わされる。

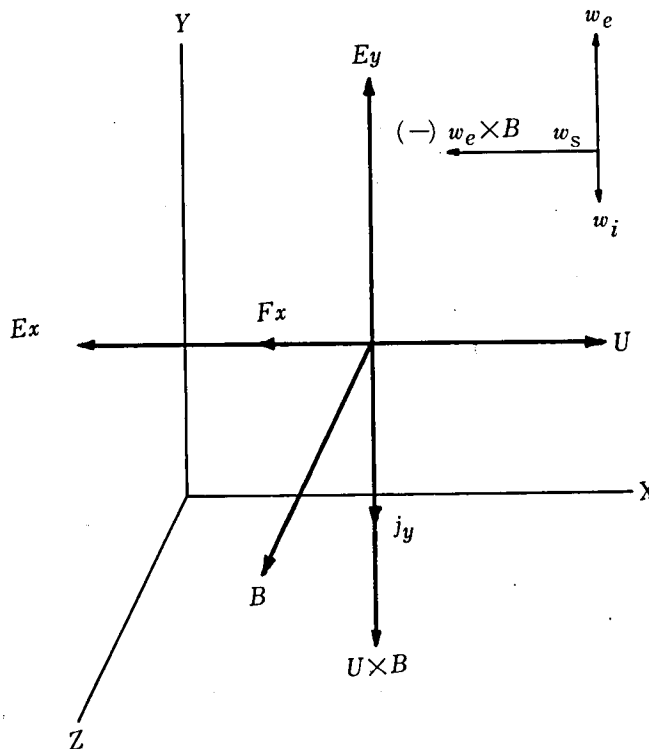
$$\omega_j = \frac{eB}{m_j} \quad (j = e, i) \quad (2.2.12)$$

ここに  $e$  : 電子の電荷 である。

また、MHD 作動ガスの物性値として Hall パラメータ  $\beta$  がしばしば用いられる。

$$\beta_j = \omega_j \tau_j = \mu_j B \quad (j = e, i) \quad (2.2.13)$$

ここに、 $\mu$  は電子またはイオン移動度である。



第2.2.1図 MHD発電ダクト内の座標系

第2.2.1図のような座標系をとり、 $z$ 方向に磁界 $B$ を印加し、 $x$ 方向に作動ガスを  $u$  の速度で流した場合、電流と電界との関係は、 $x, y$  成分について、上記 Ohm の法則を

変形すれば

$$j_y = \Sigma E'_y + \Omega j_x \quad (2.2.14)$$

$$j_x = \Sigma E'_x - \Omega j_y \quad (2.2.15)$$

$$\text{ただし } \Sigma = \frac{\sigma}{1 + \beta_e^2} \quad (2.2.16)$$

$$\Omega = \frac{\beta_e}{1 + \beta_e^2} \quad (2.2.17)$$

となる。準一次元流として考える場合速度  $u$  は  $x$  方向の成分のみを有するから、

$$E_y' = E_y + uB \quad (2.2.18)$$

$$E_x' = E_x \quad (2.2.19)$$

とおくことができる。

(2.2.14)～(2.2.17)式で(2.2.11)式の右辺第3項を省略したのは、いま論じているMHD発電の範囲では  $\beta_e / \beta_i \doteq (m_i / m_e)^2 = 10^2 \sim 10^3$  であり第3項は他の2項に比べて無視できるからである。以下イオンの移動度  $\mu_i$  とこれに伴うイオン・スリップ現象を除外して考えることにすれば、(2.2.14)～(2.2.17)式は次のように表わされる。

$$j_y = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} [ (E_y - uB) + \beta E_x ] \quad (2.2.20)$$

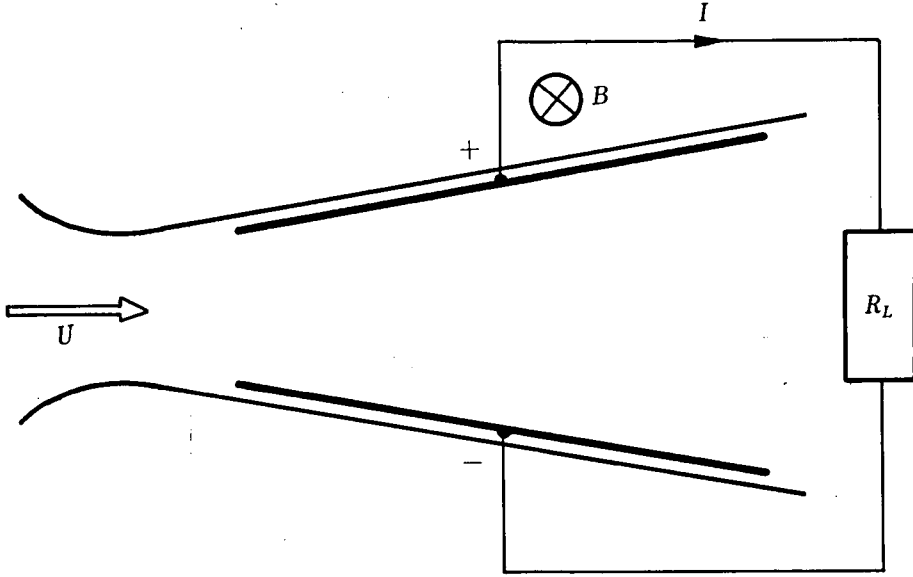
$$j_x = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} [ -\beta (E_y - uB) + E_x ] \quad (2.2.21)$$

### 2.3 発電ダクトの形式と関係式

MHD発電機で作動ガスのもつ運動エネルギーを有効に電力に変換させるため種々のダクト形式が考えられている。どの形式のダクトを採るかは作動ガスの種類、温度、出力電圧、電流など物理的諸量の検討のほか、経済性を考慮して決まるものである。ここでは非平衡電離方式の発電に関連ある二、三のダクトについて述べることにする。

### 2.3.1 連続電極ダクト

発電ダクトのうちもっとも簡単な構造を有するのは連続電極形のダクトである。第2.3.1図はその概念図で、作動ガスの流れに沿う一対の連続した電極が配置され、出力回路はただ一つである。



第2.3.1図 連続電極発電ダクト

この形式のダクトにおいては、ガス流の上流側と下流側とが電極により短絡される結果、前節(2.2.20)および(2.2.21)式で  $E_x = 0$  となり出力電流密度  $j_y$  はつぎのようになる。

$$j_y = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (E_y - uB) \quad (2.3.1)$$

また、流れに沿う Hall 電流が流れ、その大きさは、

$$j_x = \frac{-\sigma}{1 + \beta^2} \beta (E_y - uB) \quad (2.3.2)$$

になる。したがって出力密度  $P$  は

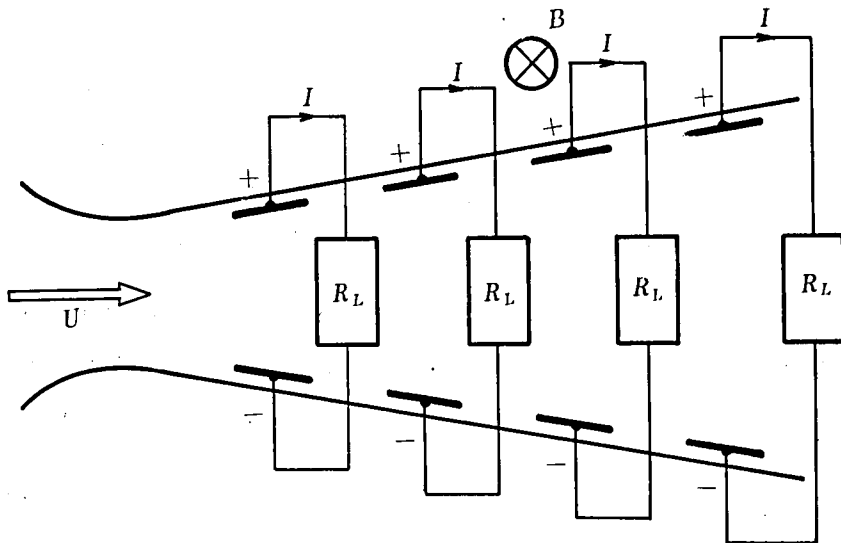
$$P = j \cdot E = j_y E_y = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (E_y - uB) E_y \quad (2.3.3)$$

となり、もし Hall パラメータ  $\beta$  が 1 以上になると、Hall 電流  $j_x$  が出力電流  $j_y$  よりも大になりさらに  $\beta$  が 3 にもなると出力は  $1/10$  にも減少することが分る。

このように、 $\beta$  が大きい場合は大きな出力密度の発電を期待できないが、燃焼ガスを作動流体とするような開放サイクルの、とくに尖頭負荷用 MHD 発電機としては構造が簡単で建設費を低くとることができるので、この形式のダクト採用を計画しているところもある<sup>6)</sup>。その設計データによれば磁界 1.8 ~ 3.5 T で  $\beta$  は 1.0 ~ 3.0、電界は  $E_y \leq 4800 \text{ V/m}$ 、 $E_x \leq 2200 \text{ V/m}$  になっている。

### 2.3.2 分割電極ダクト — Faraday 形発電ダクト

前項の連続電極ダクトでは、Hall 電界が電極により短絡されることにより出力電流ならびに電力が減少する欠点があったが、電極を第 2.3.2 図のように分割し、その間を絶縁することで、Hall 電流回路を除くことができる。これが Faraday 形（分割電極）ダクトと称されるもので、現在の MHD 発電機の研究の主流をなしている。



第 2.3.2 図 Faraday 形（分割電極）ダクト

電極が流れに沿って分割されるため、出力回路は分割数に応じて多数個になり、それぞれに負荷が接続されることになる。

いま、電極を無限個に分割した理想的な場合を考えると (2.2.21) 式において

$$j_x = 0 \quad (2.3.4)$$

であるから (2.2.20) および (2.2.21) 式より

$$E_x = \beta (E_y - uB) \quad (2.3.5)$$

$$j_y = \sigma (E_y - uB) \quad (2.3.6)$$

となり，出力密度は

$$P = j_y E_y = \sigma (E_y - uB) E_y \quad (2.3.7)$$

となって，Hall 効果がない場合と同一の結果が得られる。すなわち，電極を分割することにより Hall 効果を除くことができるわけであるが，実際には分割を無限に行なうことはできず，それに伴う種々の負の効果が発生する。本研究においても第3章においてこの問題を検討した。

この形式の発電ダクトの局所的な電気的変換効率はずぎのように与えられる。

作動ガスの運動に逆向きに作用する電磁力  $F$  は

$$F = -jB = -(1-K)\sigma uB^2 \quad (2.3.8)$$

である。ここに  $K$  は負荷率と呼ばれる量で

$$K \equiv \frac{E_y}{uB} \quad (2.3.9)$$

で定義され，物理的には，負荷に供給される出力電力  $j_y E_y$  と作動ガス流から変換される全電力  $j_y uB$  との比である。現象的には負荷時の端子電圧と無負荷電圧との比になる。この両者の値の差は作動ガス中に熱として保存されるので全くの損失とは考えられない。(2.3.8) 式より，作動ガス流が失う毎秒当りのエネルギーは，

$$P_p = Fu = -(1-K)\sigma u^2 B^2 \quad (2.3.10)$$

になる。一方 (2.3.9) 式の負荷率  $K$  を用いると (2.3.6) および (2.3.7) 式はそれぞれ

$$j_y = -(1-K)\sigma uB \quad (2.3.11)$$

および

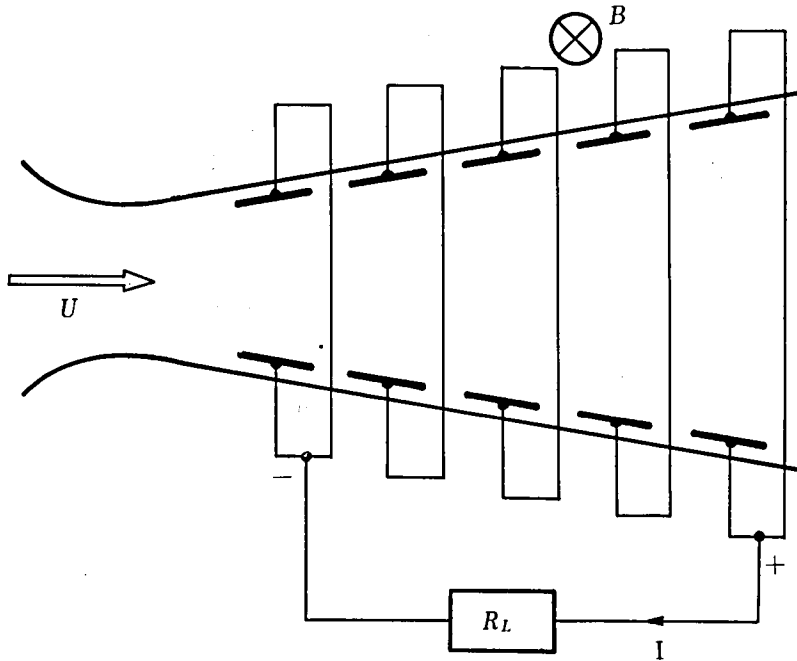
$$P = -K(1-K)\sigma u^2 B^2 \quad (2.3.12)$$

となるから、電氣的効率  $\eta_e$  は ( 2.3.10 ) および ( 2.3.12 ) 式より

$$\eta_e = \frac{P}{P_p} = K \quad ( 2.3.13 )$$

となる。これはいわゆるタービン効率であって、上記の Joule 損失は熱力学的な可逆性からのずれを表わすものに他ならない。

### 2.3.3 Hall形発電ダクト



第2.3.3図 直線Hall 発電ダクト

上述の分割電極ダクトにおいて ( 2.3.5 ) 式の Hall 起電力  $E_x$  は Hall パラメータ  $\beta$  が大になるとかなりの値になるのでこれを積極的に利用した方が有利になる。すなわち Hall 電流  $j_x$  が出力電流として取出される形式の MHD 発電である。第 2.3.3 図は、さきに示した Faraday 形発電ダクトの相対する極を短絡して最上流と最下流の電極対間を出力端子とする直線形の Hall 発電ダクトである。このダクトにおいては、 $y$  方向が外部短絡されるため

$$E_y = 0 \quad ( 2.3.14 )$$

となり ( 2.2.2 1 ) 式から出力電流は

$$j_x = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (\beta u B + E_x) \quad (2.3.15)$$

となる。出力密度  $P$  は

$$\begin{aligned} P &= j \cdot E = j_x E_x \\ &= \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} K_h (1 - K_h) \sigma u^2 B^2 \end{aligned} \quad (2.3.16)$$

である。ここで  $K_h$  は Hall 発電機の場合の負荷率で

$$K_h = - \frac{E_x}{\beta u B} \quad (2.3.17)$$

で定義される。この負荷率は Faraday 発電機の場合と同様に、負荷時と無負荷時との端子電圧の比になる。また、この形式の発電機の局所的な電氣的効率  $\eta_e$  は

$$\eta_e = \left| \frac{j_x E_x}{j_y u B} \right| \quad (2.3.18)$$

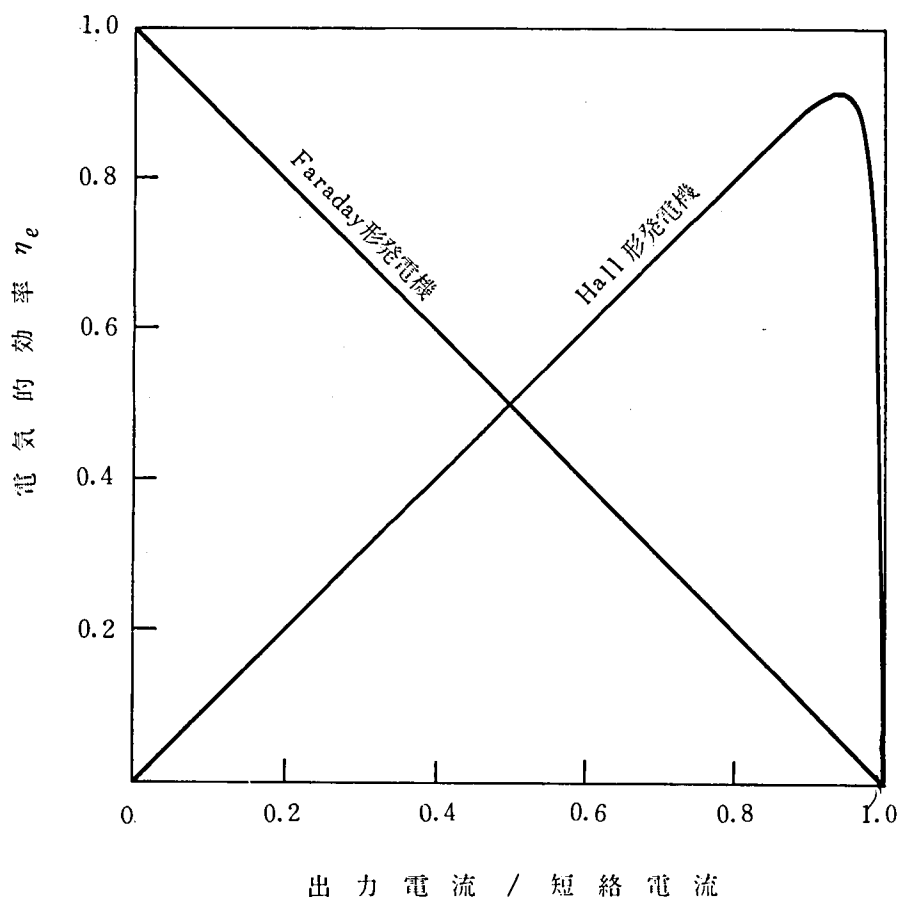
であって、 $j_y$  は ( 2.2.2 0 ) および ( 2.3.1 7 ) 式より

$$j_y = - \frac{1 + \beta^2 K_h}{1 + \beta^2} \sigma u B \quad (2.3.19)$$

となるから

$$\eta_e = \frac{\beta^2 K_h}{1 + \beta^2 K_h} (1 - K_h) \quad (2.3.20)$$

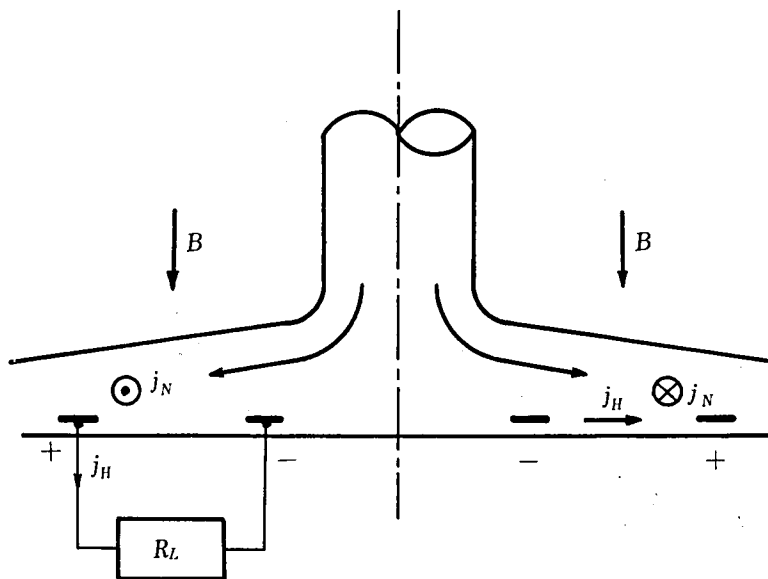
で表わされる。この効率は Hall パラメータ  $\beta$  が大になると負荷率の大きい領域では Faraday 形ダクトのものより大きくなる。したがって希ガス・アルカリ作動ガスを用いる MHD 発電では Faraday 形よりも Hall 形が有望視されている。両者の電氣的効率の概略を第 2.3.4 図に示す。



第2.3.4図 Hall形およびFaraday形発電機の電氣的効率の比較

上述の直線形ダクトのほか Disk 形の Hall 発電機<sup>7)</sup>が考えられている。これは第 2.3.5 図のように、作動ガスが円板の半径方向に流れ、これと直角な磁界とにより生じる円周方向の電界が作動ガス自身で短絡されるため、円周方向の電流  $j_N$  と磁界とにより Hall 起電力を発生するものである。したがって、直線形ダクトのように多数の分割電極を備える必要はなく、電極は同心的に配置された一対の環状電極のみでよい。構造が非常に簡単化できる利点があるが、作動ガスの流れを直角に曲げる場合の流体力学的な損失が問題にされている。

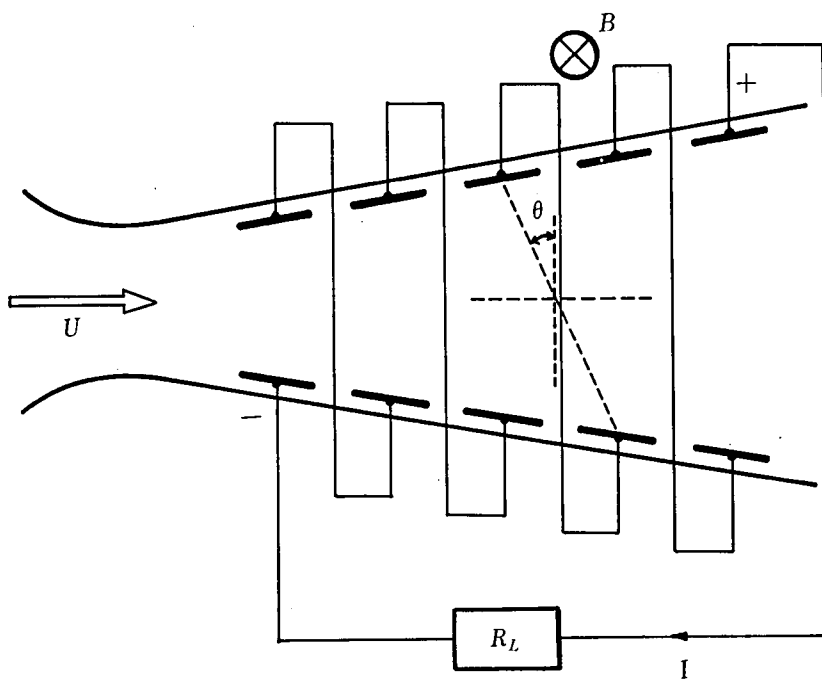




第2.3.5図 Disk形Hall発電ダクト

#### 2.3.4 Diagonal形発電ダクト

直線形の分割電極ダクトの第3の形式としてDiagonal形<sup>8)</sup>がある。第2.3.6図は



第2.3.6図 Diagonal形ダクト

電極接続の説明図であって通常 Faraday 形での同一電位の電極を接続して Hall 電流が流れないようにしたものである。出力電圧が高く、出力回路が少なくなる利点があるが  $u \times B$  ベクトルに対する短絡する電極対の傾斜角  $\theta$  は、Hall 電流をゼロにするためには

$$\theta = \tan^{-1} \left[ \frac{K}{\omega \tau (1-K)} \right] \quad (2.3.21)$$

としなければならない。ここに  $K (= E_y / uB)$  は Faraday 負荷率である。したがって、この形の発電機は負荷率一定で動作させる必要がある。 $\theta$  一定であると  $E_x$  および  $E_y$  も一定であるから長さ  $L$ 、高さ  $h$  の単位幅の発電ダクトでは

$$\frac{V}{uBL} = \frac{1}{1 + \tan^2 \theta} \left[ \omega \tau + \tan \theta - (1 + \omega^2 \tau^2) \frac{I}{\sigma u B h} \right] \quad (2.3.22)$$

となり局所効率  $\eta_e$  は

$$\eta_e = \frac{(1 + \omega^2 \tau^2)}{1 + (\omega \tau - \tan \theta) \frac{V}{uBL}} \frac{V I}{\sigma u^2 B^2 h L} \quad (2.3.23)$$

になる。

この形式は中程度の Hall パラメータ ( $\beta$ : 3 前後) の場合に有利であるとされているが、負荷率一定という条件に制約されるのが難点である。

## 2.4 作動ガス中電子の Joule 加熱

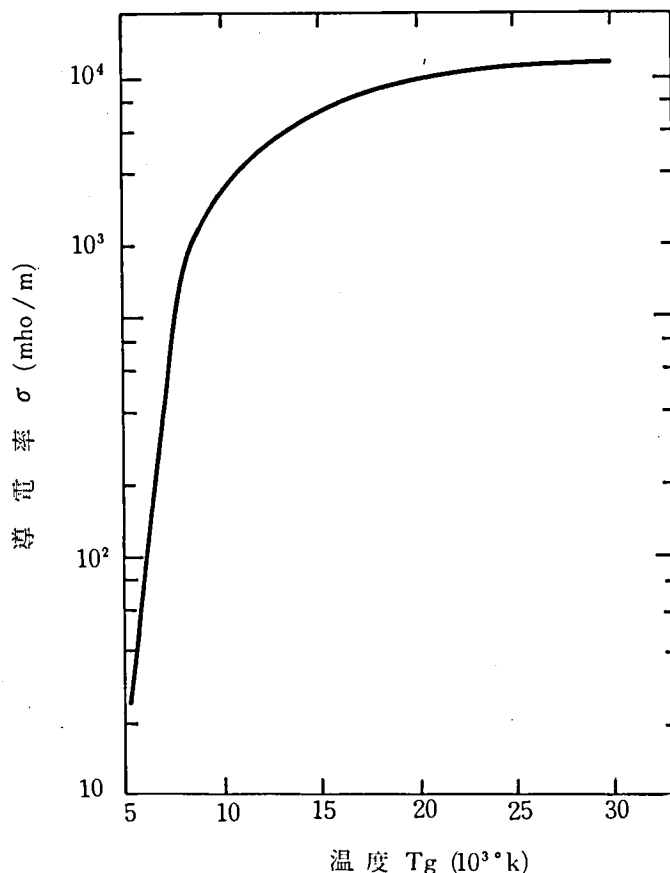
### 2.4.1 作動ガスの熱平衡電離状態での導電率

非平衡電離 MHD 発電に用いられる作動ガスは第 1 章 1.3 で述べたように、ヘリウムまたはアルゴンのような希ガスにセシウムまたはカリウムをシードしたものである。発電機の実出力密度  $P$  は (2.3.7) 式 (Faraday 形) および (2.3.16) 式 (Hall 形) から

$$P \propto \sigma u^2 B^2 \quad (2.4.1)$$

のように表わされる。流速  $u$  および磁界  $B$  には技術的に限界があるので出力密度を大きくするには導電率  $\sigma$  を大きくする必要がある。たとえば  $u = 1000 \text{ m/sec}$ 、 $B = 5 \text{ T}$  の場合  $10 \sim 100 \text{ MW/m}^3$  の出力を得るためには  $\sigma = 10 \text{ mho/m}$  程度の値

を必要とする。第 2.4.1 図<sup>9)</sup>は 1 気圧におけるアルゴン (電離電圧  $V_i = 15.76 \text{ V}$ ) の導電率を示したもので、アルゴン単体で  $10 \text{ mho/m}$  以上の導電率を得るには数千度のガス温度が必要になる。衝撃波管の実験では この程度の加熱は容易であるが実際の MHD 発電プラントでは不可能である。そこで比較的電離しやすいセシウム ( $V_i = 3.89 \text{ V}$ ) あるいはカリウム ( $V_i = 4.34 \text{ V}$ ) を混合し、これを熱電離することによ



第 2.4.1 図 アルゴン (1 atm) の導電率

り、比較的低いガス温度で所要の導電率を得ることになっている。作動ガスの熱電離に関しては Saha の式が適用できる。すなわち

$$\frac{n_e n_i}{n_0} = \left( \frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{2g_i}{g_0} \exp \left( -\frac{eV_i}{kT} \right) \quad (2.4.2)$$

ここに、 $n_e$ ：電子密度、 $n_i$ ：イオン密度、 $n_o$ ：シード中性原子密度、 $h$ ：Planck の定数、 $V_i$ ：シード原子の電離電圧、 $g_i$  および  $g_o$ ：イオンおよび中性原子の基底状態の統計的重みで、 $g_i/g_o$  はアルカリ金属原子においては  $1/2$  である。

本研究の対象とする作動ガスにおいては、温度  $T$  が低く、1価電離のみを考えればよく、また、その電離度はあまり大きくない。電離度  $\alpha$  は

$$\alpha = \frac{n_e}{n_o + n_i + n_e} \quad (2.4.3)$$

で定義される。ここに  $n_o + n_i = n_s$  (シード原子密度) であり、 $n_i = n_e \ll n_o$  とすれば  $n_o \doteq n_s$ 、したがって  $\alpha \doteq (n_e/n_s)$  とおくことができる。(2.4.2) 式を  $\alpha$  を用いて変形するとシード分圧  $p_s$  に関し、

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha^2} \doteq \left( \frac{n_e}{n_s} \right)^2 = \left( \frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} \left( \frac{kT}{p_s} \right)^{5/2} \exp \left( - \frac{eV_i}{kT} \right) \quad (2.4.4)$$

となる。

電界中においては、電子は他の粒子すなわち中性シード原子 ( $s$ )、シードイオン ( $i$ )、主ガス原子 ( $o$ ) との衝突を

$$\nu = \sum_j n_j Q_j c_e, \quad \left[ c_e = \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \right] \quad (2.4.5)$$

の頻度で繰り返しながら一方向にドリフトする。ここに  $j$  は  $o, s, i$  で中性原子、イオン等の被衝突粒子の種類、 $n_j$  は同じく粒子密度、 $Q_j$  は運動量交換の衝突断面積である。 $1/\nu_e = \tau$  を平均衝突時間とすると、電子のドリフト速度  $u_e$  は電界を  $E$  として

$$u_e = \frac{e}{m_e} \tau E = \frac{e}{m_e} \frac{E}{\nu_e} \quad (2.4.6)$$

また、移動度  $\mu_e$  は

$$\mu_e = \frac{u_e}{E} = \frac{e}{m_e} \tau \quad (2.4.7)$$

で表わされる。

荷電粒子は電子とイオンの両者が存在するが、MHD発電機においてはイオンのドリフト速度は電子のドリフト速度ならびに中性原子の流れ速度に比して無視できるため、電子により運ばれる電流のみを考えると

$$j = n_e e u_e = \frac{n_e e^2}{m_e} \tau E \quad (2.4.8)$$

となり、作動ガスの導電率 $\sigma$ はつぎのように定義できる<sup>10)</sup>。

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e} \tau = \frac{m_e e^2}{m_e \nu_e} = \frac{n_e e^2}{m_e c_e \sum n_j Q_j} \quad (2.4.9)$$

ただし、

$$c_e = \left( \frac{8kT}{\pi m_e} \right)^{1/2}$$

(2.2.13)式で表わされる Hall パラメータ  $\beta$  との関係は

$$\beta_e = \mu_e B \quad (2.4.10)$$

および

$$\sigma = n_e e \mu_e = \frac{n_e e \beta_e}{B} \quad (2.4.11)$$

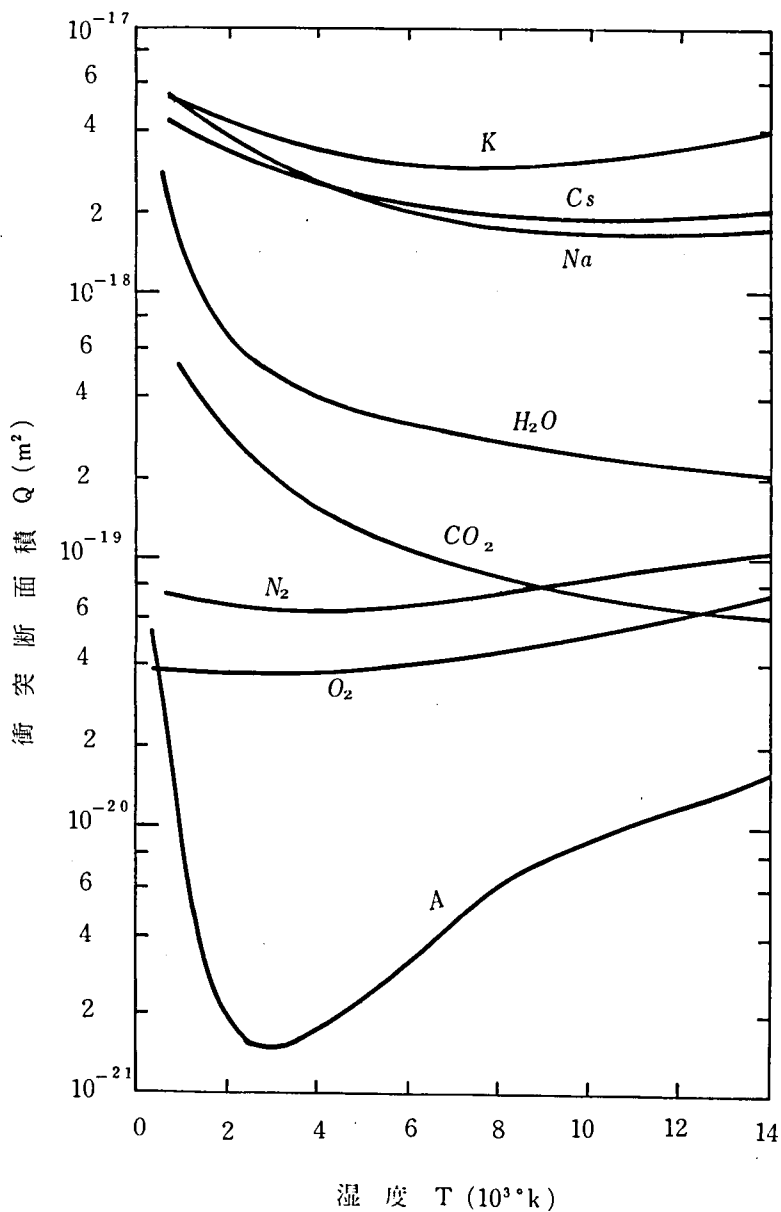
となる。

(2.4.9)式より明らかなように、作動ガスの導電率は組成粒子の密度  $n_j$  および衝突断面積  $Q_j$  によって決まる。運動量変換の衝突断面積は温度によっても変化するが、2000~3000°Kにおける大略の値は第2.4.1表のとおりである。これらの温

第2.4.1表 電子-中性粒子間の弾性衝突断面積  
(2000~3000°K)

粒 子	断 面 積 m <sup>2</sup>	粒 子	断 面 積 m <sup>2</sup>
A	$2 \times 10^{-21}$	O <sub>2</sub>	$3.5 \times 10^{-20}$
He	$5 \times 10^{-20}$	N <sub>2</sub>	$7 \times 10^{-20}$
K	$4 \times 10^{-18}$	H <sub>2</sub> O	$6 \times 10^{-19}$
Cs	$3 \times 10^{-18}$	CO <sub>2</sub>	$3 \times 10^{-19}$

度による変化を示すと第 2.4.2 図<sup>11), 12)</sup> のようになる。アルゴンの衝突断面積<sup>12)</sup> は 1500~2000° K の温度範囲で大きく変化するが、本研究では簡単のために第 2.4.1 表の値を採用した。シードとしてのアルカリ金属原子の衝突断面積は希ガスのそ



第2.4.2 図 電子-中性粒子間の弾性衝突断面積

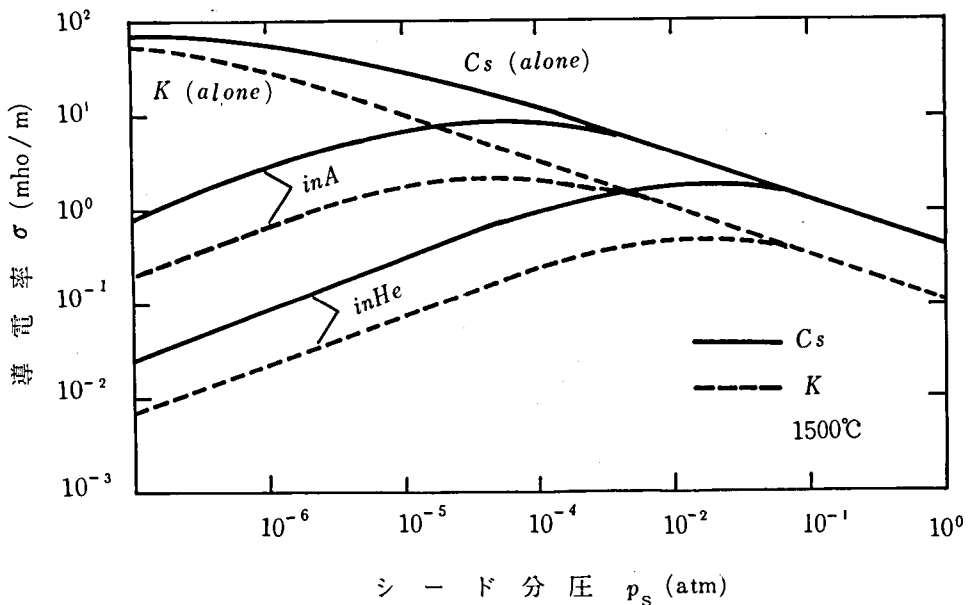
れに比し2～3桁も大きい。したがって与えられた温度における導電率を最大にするには自ずから混合比（シード率）に最適値が存在する。いまシード率（モル分率）を $\epsilon_s$ とし、(2.4.9)式を整理すると、

$$\sigma = 4.54 \times 10^{-12} \frac{\alpha \epsilon_s}{\sqrt{T_e} Q_e} \quad (\text{mho/m}) \quad (2.4.12)$$

ただし、

$$Q_e = \epsilon_s (1 - \alpha) Q_s + (1 - \epsilon_s) Q_0 + \alpha \epsilon_s Q_i$$

のようになる。最適のシード率は(2.4.12)式より $(\partial \sigma / \partial \epsilon_s) = 0$ とにおいて求まり、第2.4.1表の衝突断面積を代入すれば(A+K)については、0.14%、(He+C<sub>s</sub>)については2.9%になる。ただし、 $Q_i \doteq 0$ とした、温度1500°C(=1730°K)における圧力1 atmの作動ガスの導電率とシード率との関係を第2.4.3図<sup>13)</sup>に示す。図中C<sub>s</sub>(alone)およびK(alone)はそれぞれの単一組成ガスの導電率を示すものであり、低圧での $\sigma$ は大きい、作動ガスとしては圧力が低すぎて使用できない範囲である。



第2.4.3図 シード分圧と導電率との関係(理論値)  
温度1500°C 混合ガス全圧1 atm

## 2.4.2 作動ガスの非平衡電離

2.4.1 で述べた作動ガスの導電率は電離度が作動ガスの温度に関して Saha の熱電離式 (2.4.2) で与えられるいわゆる熱平衡状態におけるものであって、電子、イオンおよび中性粒子の運動エネルギーはすべて  $\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k T_g$  であるが、ガスの電離にはこのほか非平衡電離が考えられる。すなわち、あるガス温度  $T_g$  に対して電子温度  $T_e$  が  $T_e > T_g$  の状態であって、この  $T_e$  に対して定まる電離度は熱平衡時のそれよりもはるかに大きくすることができる。この非平衡状態を利用すれば比較的低いガス温度においても十分な導電率を得ることができるわけで、本研究の目的とする原子炉熱による MHD 発電に関してはこの方法をとることが必要である。

非平衡電離状態を得る方法としては種々の方式が考えられており、その主なものを列挙するとつぎのとおりである<sup>14)</sup>。

- (1) 発電ダクト内の起電力により生じる電流で電子を加熱する (Joule 加熱)
- (2) 直流または高周波電界補助放電による外部からの加熱
- (3) 電子ビーム、核分裂物質などの粒子線による加熱
- (4) 紫外線、X 線、 $\gamma$  線等の高エネルギー電磁波による加熱
- (5) 電子—イオン再結合係数の小さい作動ガスを用いて電離緩和時間の延長

これらのうち、本研究でとりあげるのは(1)および(2)の方式で、2.4.3 で詳しく述べる。(5)については第4章で言及する。(3)の方式は対象がガスであるので有効な加熱は期待できない。しかし(3)の方式は、原子炉と組合せる MHD 発電では検討する価値があり、W.H. Ellis ら<sup>15)</sup> が研究を行なっている。すなわち  $^4\text{He}$  ガス中に  $^3\text{He}$  を混入し



の反応で生じる荷電粒子  $p$  を  $^4\text{He}$  原子に照射してこれを電離させようというもので、実験結果も発表されているが、実用性については未知である。

## 2.4.3 作動ガス中電子の Joule 加熱に関する理論

比較的低温の作動ガスに所要の導電率を与えるためには上記の諸方式があるが、現在世界的に検討され、もっとも有望視されているのは、発電機内部の電流による電子加熱である。これは 1962 年に理論<sup>16)</sup> として発表され、磁界のない場合については妥当性が実験的に立証されているが、磁界中にある場合はプラズマの不安定性が生じ、と



くに高磁界では計算値ほどの導電率を実現することが困難な模様である<sup>17)</sup>。

J. L. Kerrebroekの論文により、以下にこの方式に関する理論の概要を述べることにする。

温度  $T_g$  の作動ガス中で電子温度が  $T_e$  ( $> T_g$ ) であるような非平衡電離状態を定常的に維持するには、ガスにエネルギーを注入する必要がある。定常状態で空間的に均一な場合を考えると、電子のエネルギー平衡は次式で表わされる。

$$e E u_e - \frac{3}{2} \frac{m_e}{m_0} \delta k (T_e - T_g) \nu_e = 0 \quad (2.4.14)$$

ここに、 $m_0$  は中性粒子の質量、そして  $\nu_e (= 1/\tau)$  は衝突周波数である。また  $\delta$  は弾性衝突損失パラメータと称されるもので、あるいはAのような単原子気体では2であるが、多原子分子気体では10以上の値をとる。第2.4.2表<sup>16)</sup>は種々の分子に対する $\delta$ の値である。

第2.4.2表 種々のガスに対する電子の弾性衝突損失パラメータ,  $\delta$   
( $T_g = 2000 \sim 3000^\circ \text{K}$ )

ガ ス	H <sub>g</sub>	A	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	CO	H <sub>2</sub> O	CO <sub>2</sub>
$\delta$	2	2	11	36	300	360	1300	4200

(2.4.5), (2.4.7) および (2.4.8) 式を用いて (2.4.14) 式を変形すると

$$T_e = T_g + \frac{2}{3} \frac{2 m_0}{\delta k} \left( \frac{j}{e n_e} \right)^2 \quad (2.4.15)$$

となり、電子温度  $T_e$  は電流密度  $j$  の関数として与えられる。そして電子密度  $n_e$  はこの  $T_e$  をSahaの熱電離式 (2.4.2) の  $T$  に代入して得られるものである。この理論はMHD発電作動ガスのような、比較的高圧のガスで、電子の速度がMaxwell分布をとり、さらに電子-電子間の衝突時間が電子-中性粒子間のそれと同程度であるときに成立する。

作動ガスは2.4.1で述べたように、希ガスにアルカリ原子をシードしたものである。したがって、非平衡電離状態における電子密度を求めるに当っては、熱平衡時の (2.4.4) 式を一部変形する必要がある。いま、作動ガスの全圧を  $p_g$  ( $\text{N/m}^2$ )、シード率を  $\varepsilon_s$  (モル分率) とおくと、 $p_s = \varepsilon_s p_g = n_s k T_g$  であるから、(2.4.4) 式は

$$n_e^2 = \left( \frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} k^{1/2} T_e^{5/2} \frac{\epsilon_s P_g}{T_g^2} \exp \left( -\frac{e V_i}{k T_e} \right) \quad (2.4.16)$$

$$= 1.75 \times 10^{44} \frac{\epsilon_s P_g}{T_g^2} T_e^{5/2} \exp \left( -1.160 \times 10^4 \frac{V_i}{T_e} \right) (\text{m}^{-6}) \quad (2.4.17)$$

または

$$n_e = 1.32 \times 10^{22} \frac{(\epsilon_s P_g)^{1/2}}{T_g} T_e^{5/4} \exp \left( -5.80 \times 10^3 \frac{V_i}{T_e} \right) (\text{m}^{-3}) \quad (2.4.18)$$

となる。この  $n_e$  を (2.4.9) 式に代入すれば  $\sigma$  が求まるが (2.4.12) 式中の電子-イオンの衝突断面積  $Q_i$  を L. Spitzer<sup>10)</sup> により求めて (2.4.9) 式に代入すれば

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e} \left( \frac{m_e}{3kT_e} \right)^{1/2} \left[ \frac{1}{\sum_j n_j Q_j + 3.90 \times n_i \left( \frac{e^2}{8\pi \epsilon_0 k T_e} \right)^2 \ln A} \right] (\text{mho/m}) \quad (2.4.19)$$

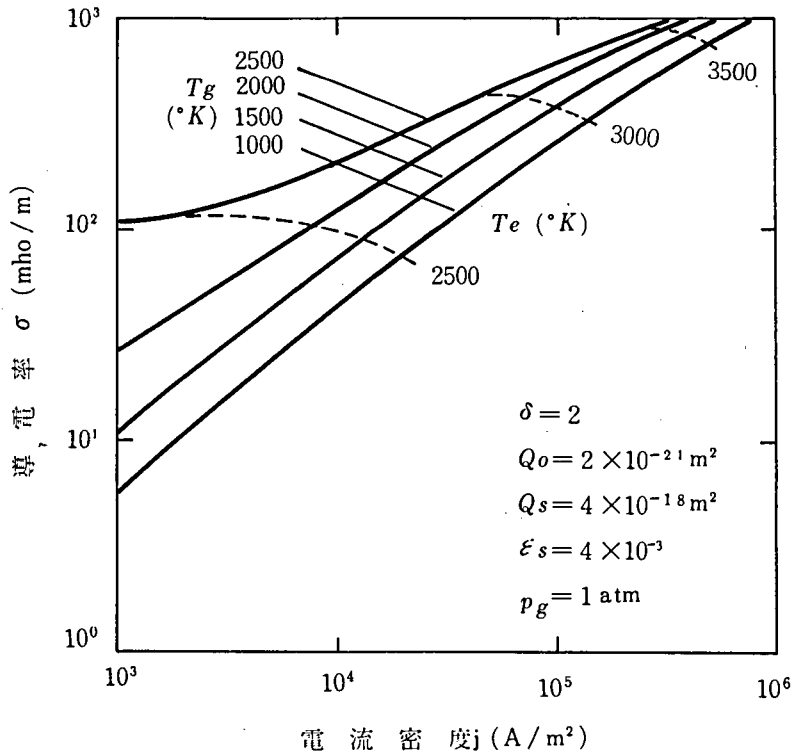
ただし

$$A = \frac{12\pi}{n_e^{1/2}} \left( \frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2} \right)^{3/2}$$

および  $j = o, s$  である。

(2.4.19) 式は Lin ら<sup>18)</sup> により求められた式であるが, Kerrebrock<sup>16)</sup> はつぎの形で表わしている。

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma} &= \frac{m_e}{e^2 n_e} \left( \frac{3kT_e}{m_e} \right)^{1/2} [n_o Q_o + (n_s - n_e) Q_s] \\ &+ 0.0303 \frac{e^2}{m_e \epsilon_0^2} \left( \frac{m_e}{2kT_e} \right)^{3/2} \ln A \quad (\Omega\text{-m}) \quad (2.4.20) \end{aligned}$$



第2.4.4図 アルゴン・カリウム混合ガスにおける  
電流密度と導電率との関係

第2.4.4図<sup>16)</sup>はシード率 $\epsilon_s = 4 \times 10^{-3}$ 、ガス圧力 $P_g = 1 \text{ atm}$ のアルゴン・カリウム混合ガスについて(2.4.15)および(2.4.20)式より求めた電流密度と導電率との関係であって衝突損失パラメータ $\delta = 2$ という理想的な場合、ガス温度 $T_g$ が $1500^\circ\text{K}$ でも電流密度 $10^4 \sim 10^5 \text{ A/m}^2$ の範囲で電子温度 $T_e$ は $2500 \sim 3000^\circ\text{K}$ になり $10^2 \text{ mho/m}$ 前後の導電率が得られることを示している。

この電子のJoule加熱に関する実験的研究は数多く行われており、上述の理論の妥当性は充分に実証されている。ただ、ガス中の不純物を厳密に除去した例はなく、そのため(2.4.15)式中の弾性衝突損失パラメータ $\delta$ の実効的な値がいずれも2よりかなり大きくなっている。非平衡電離作用を利用する場合、不純物をなるべく少なくすることが一つの鍵になると思われる。

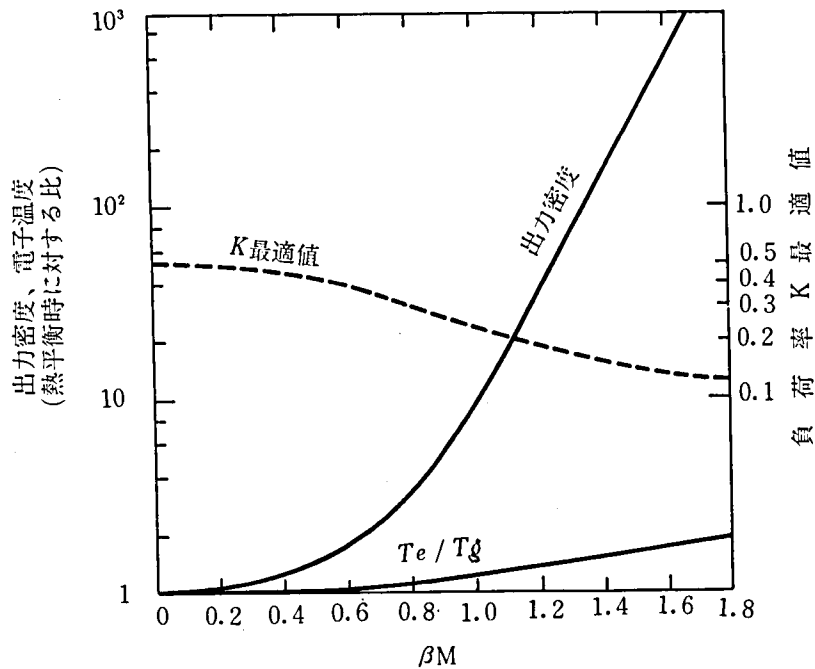
#### 2.4.4 MHD発電ダクト内での非平衡電離

上に述べた電流による電子のJoule加熱は発電ダクト内に誘起される電界によっ

ても生じることが期待される。Wrightら<sup>19)</sup>は分割電極 Faraday 形発電機について計算を行ない、電極分割が理想的すなわち  $j_x=0$  の場合に誘導によって生じた電界による電子温度をつぎのように求めている。

$$T_e = T_g \left[ 1 + \frac{r}{3\delta} \beta^2 M^2 (1-K)^2 \right] \quad (2.4.21)$$

ここに  $T_g = T \left[ 1 + \frac{1}{2} (r-1) M^2 \right]$  はよどみ点温度であり、 $T$  : 局所的静温度、 $r$  : 比熱比、 $M$  : Mach 数、 $\beta$  : Hall パラメータ、 $K$  : 負荷率である。



第2.4.5図 パラメータ  $\beta M$  と電子温度との関係および  
出力密度最大に対する最適負荷率

第2.4.5図<sup>19)</sup>は(2.4.21)式により、 $\beta M$ に対する最大の出力密度を与える  $K$ 、およびその時の  $(T_e / T_g)$  を求めたものであって、 $T_e$  を  $T_g$  より数%高くすれば、出力を2～3桁増加しうることが分る。ここでの負荷率  $K$  の最適値は0.5以下であって、実際の Faraday 形の運転条件より低くなっているが、いまの場合  $K$  を小さくして電流密度を大にし、 $T_e$  を上げる方が出力増加に効果的であることを示すものである。

以上は，発電ダクトが理想的な分割電極，すなわち，分割が無限で，電極間の絶縁が完全な場合に関する非平衡電離である。実際のダクトにおいては，電極分割が有限で，しかも電極間の漏洩電流が存在し， $j_x \neq 0$  である。これに関しては第3章で述べる。

## 2.5 結 言

以上，本章では MHD 発電に関する基礎式，発電ダクトの各種形式および作動ガスの非平衡導電率に関する理論について従来発表されているものを比較しながら述べた。

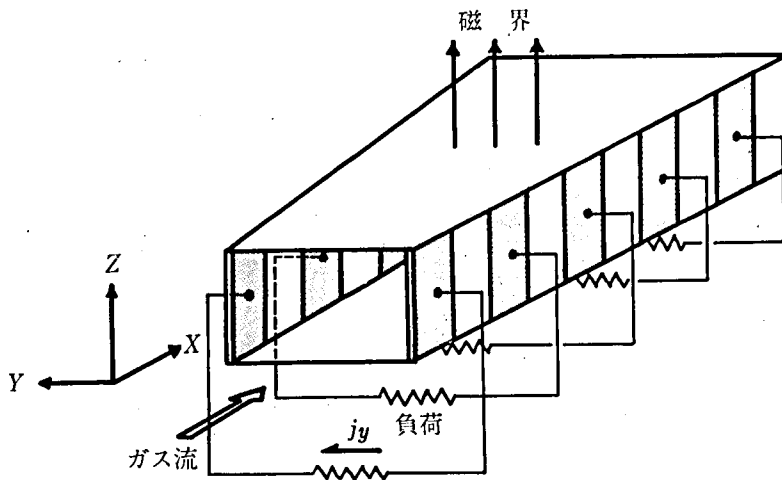
非平衡電離方式の MHD 発電では，このほか，作動ガス・プラズマの電離不安定性の問題，同じく磁界中における磁気音波不安定の問題，電極近傍における電流密度および電界の不均一の問題等，実用化以前に解明すべき現象が多く存在するが，本題目と関連が少ないので，一応省略している。

発電ダクトの形式としては，分割電極形（Faraday 形）が，もっとも基本的なものであり，関連する式は比較的簡単である。作動ガスの非平衡電離方式は種々のものが考えられるが，特別な手段等を要しない誘起電界による電子の Joule 加熱が当面の関心の対象となる。したがって以下ではとくに，Faraday 形発電ダクト内の作動ガスの導電率を，電子の Joule 加熱が伴う場合について，検討を行なうことにした。

### 第3章 作動ガス導電率に対する壁面導電効果<sup>20)</sup>

#### 3.1 緒 言

MHD発電ダクトには2.3で述べたような種々の形式があるが直線形のFaradayおよびHall形のいずれも流れ方向のダクト壁を流れるHall電流を阻止するために電極を多数に分割し、絶縁材を挿入している。さらにFaraday形ダクトにおいては、対向電極間も絶縁材で絶縁されている。しかし、これらの電極分割ならびに絶縁はダクトの構造上、理想的には行なえず、電極の長さは有限であり、絶縁抵抗もまた無限大となり得ない。したがって、第3.1.1図に示す発電ダクトにおいて、 $y$ 方向電流  $j_y$



第3.1.1図 Faraday形発電ダクトの構造

と磁界  $B$  によって誘起されるHall電界は部分的に電極により短絡され、また不完全ながら作動ガスと絶縁材を通るHall電流回路が形成される。この結果、出力電流  $j_y$  あるいは見かけ上の作動ガス導電率  $\sigma_y$  が低下して、出力が減少することになる。これらの現象は、実際のMHD発電機を設計するに際し、とくにダクトの形状、寸法および絶縁材の選択に当って、充分考慮する必要がある。本章では有限分割の電極を有する発電ダクトの壁面導電現象が作動ガス導電率あるいは発電出力特性に及ぼす影響を検討し、その影響を抑えるための対策を併せて考える。

### 3.2 Faraday形発電ダクトの有効分割度

理想的なFaraday形MHD発電機においては、2.3.2で述べたように、電界ならびに電流密度の $x$ 、 $y$ 成分に関して次式が成立する。

$$E_x = -\beta(1-K)uB \quad (3.2.1)$$

$$j_x = 0 \quad (3.2.2)$$

$$E_y = KuB \quad (3.2.3)$$

$$j_y = -\sigma_o(1-K)uB \quad (3.2.4)$$

ここに $\beta$ : Hallパラメータ,  $K$ : 負荷率,  $\sigma_o$ : 作動ガスのスカラー導電率, すなわち、磁界がない場合の導電率である。しかし、電極分割が理想的でない場合には、 $x$ 方向に電流 $j_x$ が流れ、このため、実効的な作動ガス導電率が低下する。このときの $j_x$ および $j_y$ は(2.2.20)および(2.2.21)式より

$$j_x = \frac{\sigma_o}{1+\beta^2} [E_x + \beta(1-K)uB] \quad (3.2.5)$$

$$j_y = \frac{\sigma_o}{1+\beta^2} [\beta E_x - (1-K)uB] \quad (3.2.6)$$

で表わされる。 $y$ 方向の有効導電率 $\sigma_y$ は電流密度 $j_y$ と見かけの内部電界 $E_{yeff}$  [ $= -(1-K)uB$ ] で与えられ

$$\sigma_{yeff} = \frac{j_y}{E_{yeff}} = \frac{j_y}{-(1-K)uB} \quad (3.2.7)$$

(3.2.6)および(3.2.7)式よりつぎの関係を得る。

$$\sigma_{yeff} = \frac{\sigma_o}{1+\beta^2} \left[ 1 - \frac{\beta E_x}{(1-K)uB} \right] \quad (3.2.8)$$

ここで分割の完全さを示す一つの量を考え、これを $r_s$ で表わすと(3.2.1)~(3.2.4)式をつぎのように変形することができる。

$$E_x = -r_s \beta (1-K)uB \quad (3.2.9)$$

$$j_x = \frac{\sigma_o}{1+\beta^2} (1-r_s) \beta (1-K)uB \quad (3.2.10)$$

$$E_y = K u B \quad (3.2.11)$$

$$j_y = - \frac{1 + r_s \beta^2}{1 + \beta^2} \sigma_o (1 - K) u B \quad (3.2.12)$$

そして(3.2.8)式は

$$\sigma_{yeff} = \frac{1 + r_s \beta^2}{1 + \beta^2} \sigma_o \quad (3.2.13)$$

となる。

以下  $r_s$  を有効分割度と呼ぶことにするが、この定義は(3.2.9)式より

$$r_s = \frac{E_x}{\beta (1 - K) u B} \quad (3.2.14)$$

であり、 $0 \leq r_s \leq 1$  であって、2.3.1で述べた連続電極ダクトでは  $r_s = 0$  となり、理想的な分割電極ダクトでは  $r_s = 1$  になる。

Dzung<sup>21)</sup> は無限分割の発電ダクトに関し、 $y$  方向電流の減少率を(3.2.13)と同様な式

$$r = \frac{1 + r \beta^2}{1 + \beta^2} \quad (3.2.15)$$

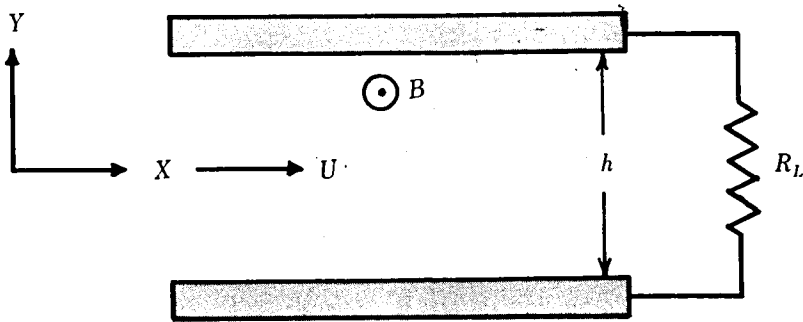
で与えているが、これはダクト内の電流ベクトルの傾斜から求めたものである。

(3.2.13)式は作動ガスが熱平衡電離状態であるか、非平衡電離状態であるかを問わず、成立するものである。もちろん、有効導電率は電極の分割状態のほか、ダクトの形状、寸法、ダクト壁近傍の境界層の性質などにも関係する。しかし、この章では、ダクト壁のみの影響と考え、その他の要因はすべて有効分割度  $r_s$  中に含めて、 $r_s$  による作動ガスの有効導電率の変化を検討する。

### 3.3 抵抗性連続電極ダクト

上述の有効分割度  $r_s$  がどのように応用できるかを、まず、もっとも単純な例について考えてみる。第3.3.1図は比較的大きい抵抗値を有する材料を電極に用いた連続電極形の発電ダクトを示す。この形式のものは、たとえば  $(Y_2O_3)_{0.12} (ZrO_2)_{0.88}$  のようなセラミック電極<sup>22)</sup> を用いて実現することができる。Hall電流は作動ガスと電極表面に沿う経路から成る回路を循環する。厳密に言えば、電極の抵抗は  $y$  - 方

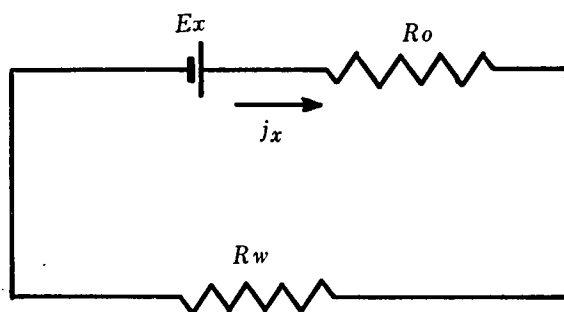




第3.3.1図 抵抗性連続電極ダクト

向に温度勾配が存在するため同方向に分布し、また表面にはシード物質が附着して薄い導電膜を形成することもある。さらに、作動ガス境界層は、ダクト中心部に比し、低温、低導電率になったり、非平衡電離作用が生じると逆に高電子温度、高導電率になったりする。ここでは、電極およびその表面近傍における抵抗を一括して壁面抵抗と見做して処理することにする。

いま、単位長さおよび単位幅で、高さ  $h$  (m) の電極間空間について、Hall 電流に関する等価回路を示すと、第3.3.2図のようになる。図中、 $R_o$  は作動ガスの抵抗、また  $R_w$  は上記の一括した壁面抵抗を表わすものである。



第3.3.2図 抵抗性連続電極ダクトにおける Hall電流回路

壁面抵抗と有効分割度との関係は

$$\frac{E_x}{j_x} = \frac{1 + \beta^2}{\sigma_o (1 - r_s)} = \frac{1 + \beta^2}{\sigma_o} + R_w \quad (3.3.1)$$

より

$$R_w = \frac{1 + \beta^2}{\sigma_o} \frac{r_s}{1 - r_s} \quad (3.3.2)$$

で与えられる。ただし  $\sigma_o = 1/R_o$  であり，また， $R_w$  はダクト容積に換算した壁面抵抗で，壁面の単位面積あたりの抵抗を  $\rho_w$  ( $\Omega/\square$ ) とすると  $R_w = h\rho_w/2$  になる。

(3.3.2) 式より

$$r_s = \frac{\sigma_o R_w}{1 + \beta^2 + \sigma_o R_w} \quad (3.3.3)$$

または

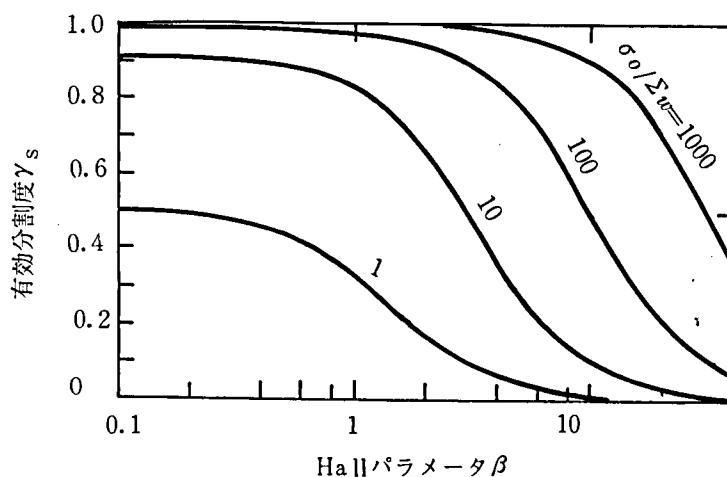
$$r_s = \frac{\sigma_o / \Sigma_w}{1 + \beta^2 + \sigma_o / \Sigma_w} \quad (3.3.4)$$

を得る。ここに

$$\Sigma_w = \frac{1}{R_w} = \frac{2}{h\rho_w}$$

である。

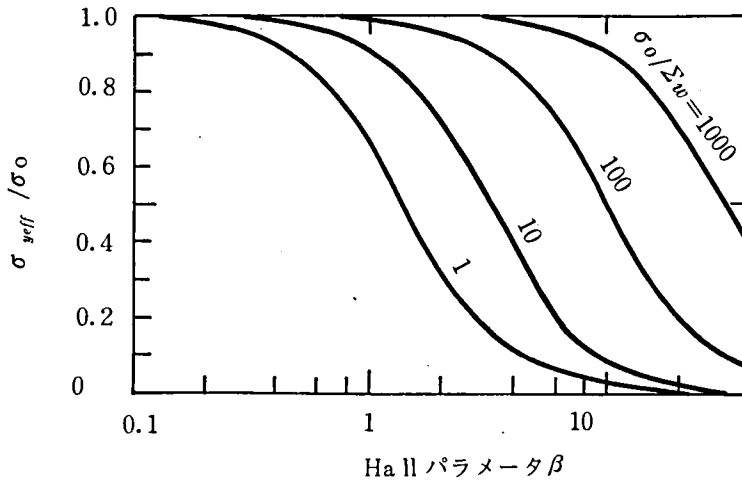
明らかに  $r_s$  は Hall パラメータ  $\beta$  ならびに導電率比 ( $\sigma_o / \Sigma_w$ ) の関数であり，これを  $\sigma_o / \Sigma_w$  をパラメータとして図示すると，第3.3.3図のようになる。この図か



第3.3.3図 有効分割度とHallパラメータとの関係

ら非平衡電離方式のMHD発電機において普通に用いられる $\beta=10$ 前後の領域では、 $r_s$ が大きく変化し、 $\sigma_o/\Sigma_w$ の値が $r_s$ に大きく影響することが分る。

第3.3.4図はこの $r_s$ を(3.2.13)式に代入して求めた $y$ 方向の有効導電率の $\sigma_{yeff}$ とスカラー導電率 $\sigma_o$ との比を示したものである。 $r_s$ と同様に $\sigma_o/\Sigma_w$ が小さくなる作動ガスの有効導電率は大幅に減少することが分る。



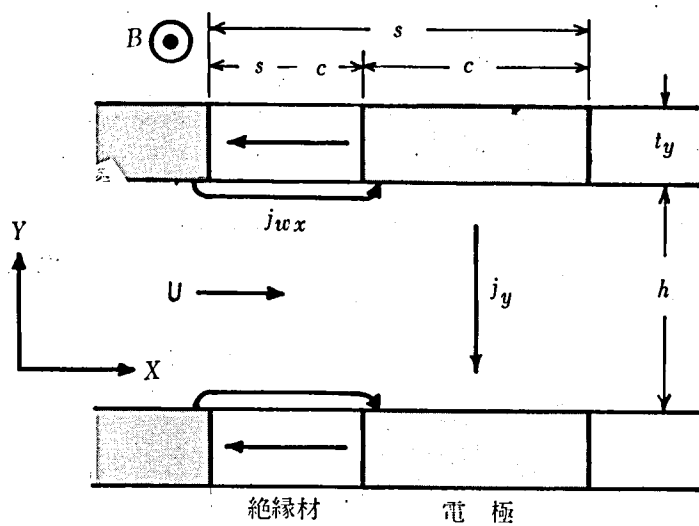
第3.3.4図 有効導電率とHallパラメータとの関係

### 3.4 非平衡電離発電ダクトにおける漏洩電流の影響

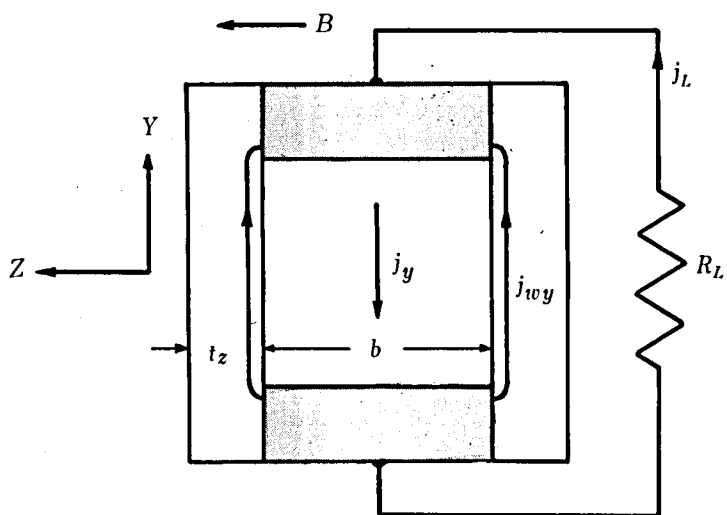
Faraday形発電ダクトでの電圧電流を(3.2.9)～(3.2.12)式で与えたが、実際の発電ダクトでは隣接電極間に加えて、対向電極間にも導電現象があり、これが発電出力特性に影響する。ここでは、非平衡電離方式のMHD発電機における漏洩電流について述べる。

いま、第3.4.1図のようにFaraday形ダクトの電極分割の1単位 $s$ をとり、ダクト各部の寸法および電流、電圧を図に示すようにとると、これらの等価回路は、第3.4.2図のように表わすことができる。同図(A)の回路で、ダクト絶縁壁の平均導電率を $\sigma_w$ 、電極は完全導体であるとする、

$$R_{wx} = \frac{s - c}{b t_y} \cdot \frac{1}{\sigma_w} \quad (3.4.1)$$

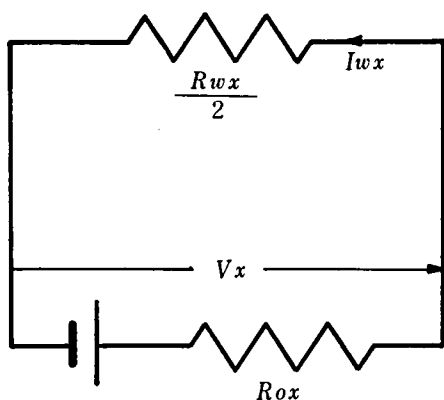


(A) X-Y断面

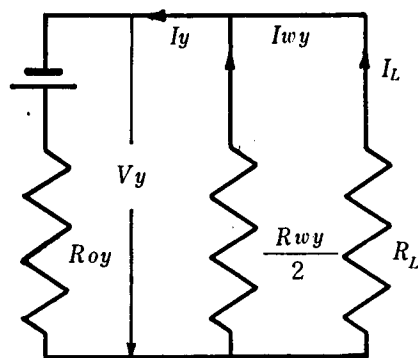


(B) Y-Z断面

第3.4.1図 漏洩電流の経路



(A) X方向



(B) Y方向

第3.4.2図 漏洩電流を考慮したFaraday形ダクトの等価回路

であるから

$$V_x = -(s-c)E_x = (s-c)(1-K)\gamma_s \beta_u B \quad (3.4.2)$$

$$I_{wx} = bhj_x = \frac{\sigma_o bh}{1+\beta^2} (1-\gamma_s)(1-K)\beta_u B \quad (3.4.3)$$

および

$$V_x = \frac{R_{wx} \cdot I_x}{2} = \frac{s-c}{2bt_y} \frac{I_{wx}}{\sigma_w} \quad (3.4.4)$$

が成立する。(3.4.2)～(3.4.4)および(3.2.9)～(3.2.12)式とから有効分割度  $r_s$  はつぎのようになる。

$$r_s = \frac{1}{1 + \frac{2t_y(1+\beta^2)}{h} \frac{\sigma_w}{\sigma_o}} \quad (3.4.5)$$

この  $r_s$  は  $2t_y\sigma_w/h = \Sigma_w$  とおけば(3.3.4)式と全く同一の形になる。

つぎに、第3.4.2図(B)の回路では

$$R_{wy} = \frac{h}{ct_z} \frac{1}{\sigma_w} \quad (3.4.6)$$

$$V_y = -hE_y = -hKuB \quad (3.4.7)$$

$$I_y = bcj_y \quad (3.4.8)$$

$$I_L = I_y - I_{wy} \quad (3.4.9)$$

が成立し，出力電流密度  $j_L$  は

$$j_L = -\frac{\sigma_o}{1+\beta^2} \left[ (1+r_s\beta^2)(1-K) - \left(\frac{1}{r_s}-1\right) \frac{h t_z K}{b t_y} \right] u B \quad (3.4.10)$$

となり， $r_s$  が小になると，出力電流が減少することが分る。また，分割1単位  $s$  当りの出力  $W_L$  は

$$W_L = |V_y I_y| = \left[ (1+r_s\beta^2)(1-K) - \left(\frac{1}{r_s}-1\right) \frac{h t_z K}{b t_y} \right] \times \frac{\sigma_o}{1+\beta^2} b c h K u^2 B^2 \quad (3.4.11)$$

となるが，第1項は  $x$  方向の漏洩電流，第2項は  $y$  方向の漏洩電流の影響を表わしている。

非平衡電離状態の作動ガスのスカラー導電率  $\sigma_o$  は，もちろん電子温度  $T_e$  で決まるため (3.4.11) 式にはこの  $\sigma_o$  を用いる必要がある。2.4.3 で述べた電子の Joule 加熱に関する理論より，種々の衝突損失をすべて弾性衝突損失に含め，そのエネルギー損失を  $\delta_{eff}$  で表わすとき，

$$\frac{j^2}{\sigma_o} = \frac{3}{2} \frac{\delta_{eff} k m_e}{m_o} (T_e - T_g) n_e \nu_e \quad (3.4.12)$$

ここに

$$\begin{aligned} \nu_e &= \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} [n_o Q_o + (n_s - n_e) Q_s + n_i Q_i] \\ &\div \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \frac{p}{k T_g} (Q_o + \epsilon_s Q_s) \end{aligned} \quad (3.4.13)$$

また

$$\frac{1}{\sigma_o} = \frac{m_e \nu_e}{e^2 n_e} \quad (3.4.14)$$

である。

(3.2.10) および (3.2.12) 式より

$$\frac{j^2}{\sigma_o} = \frac{(j_x^2 + j_y^2)}{\sigma_o} = \frac{1 + r_s \beta^2}{1 + \beta^2} \sigma_o (1 - K)^2 u^2 B^2 \quad (3.4.15)$$

この式と (3.4.12) 式とからガス温度  $T_g$  に対する電子温度  $T_e$  の関係は、つぎのようになる。

$$\frac{T_e}{T_g} = \frac{1}{2} + \left[ \frac{1}{4} + A' \frac{1 + r_s^2 \beta^2}{1 + \beta^2} \frac{1}{\delta_{eff}} (1 - K)^2 u^2 B^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.4.16)$$

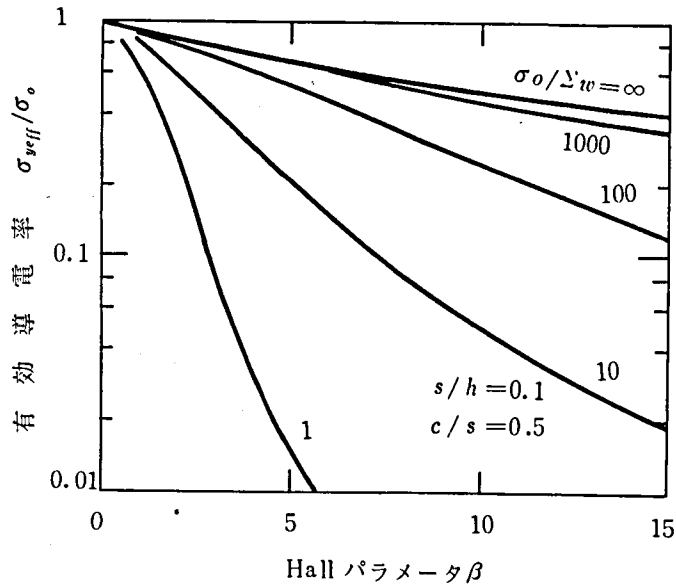
ここに

$$A' = \frac{\pi}{12} \frac{1}{p^2 (Q_o + \epsilon_s Q_s)^2} \frac{e^2 m_o}{m_e} \quad (3.4.17)$$

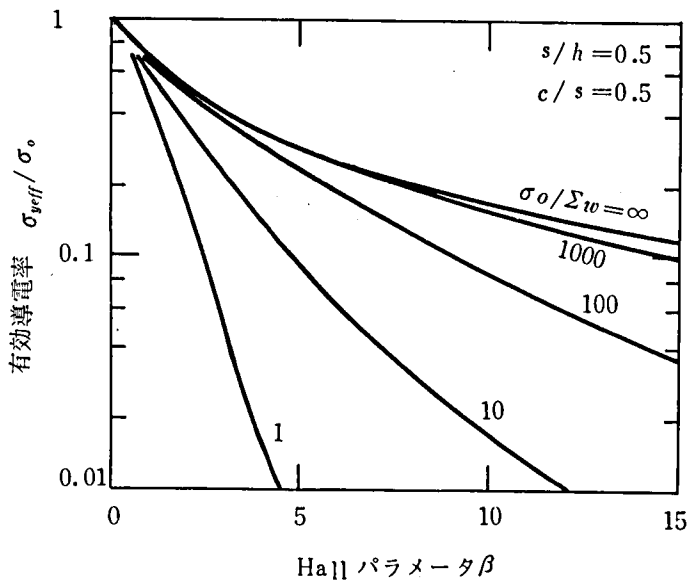
Faraday形ダクトにおける作動ガスの有効導電率は壁面導電のほか、電極長さが有限であるために、内部の電流分布の影響を受ける。これについては Hurwitz らが理論的解析を行ない、分割ピッチ  $s$  および Hallパラメータ  $\beta$  がつぎのように、ガス導電率に影響するとしている<sup>23)</sup>。

$$\frac{\sigma_{yeff}}{\sigma_o} = \frac{1}{1 + \frac{s}{h} (\beta - 0.44)} \quad (3.4.18)$$

また、Celinski と Fischer もほぼ同様な結果を導いている<sup>24)</sup>。(3.4.5) および (3.4.18) 式を組合せて、 $c/s = 0.5$  につき、 $s/h = 0.1$  および  $0.5$  の場合を計算により求めたものを第3.4.3および3.4.4図に示す。これらより作動ガスの有効導電率  $\sigma_{yeff}$  は絶縁が不完全な場合、著しく減少することが分る。



第3.4.3図 壁面導電がある場合の作動ガス有効導電率  
( $s/h = 0.1$ ,  $c/s = 0.5$ )

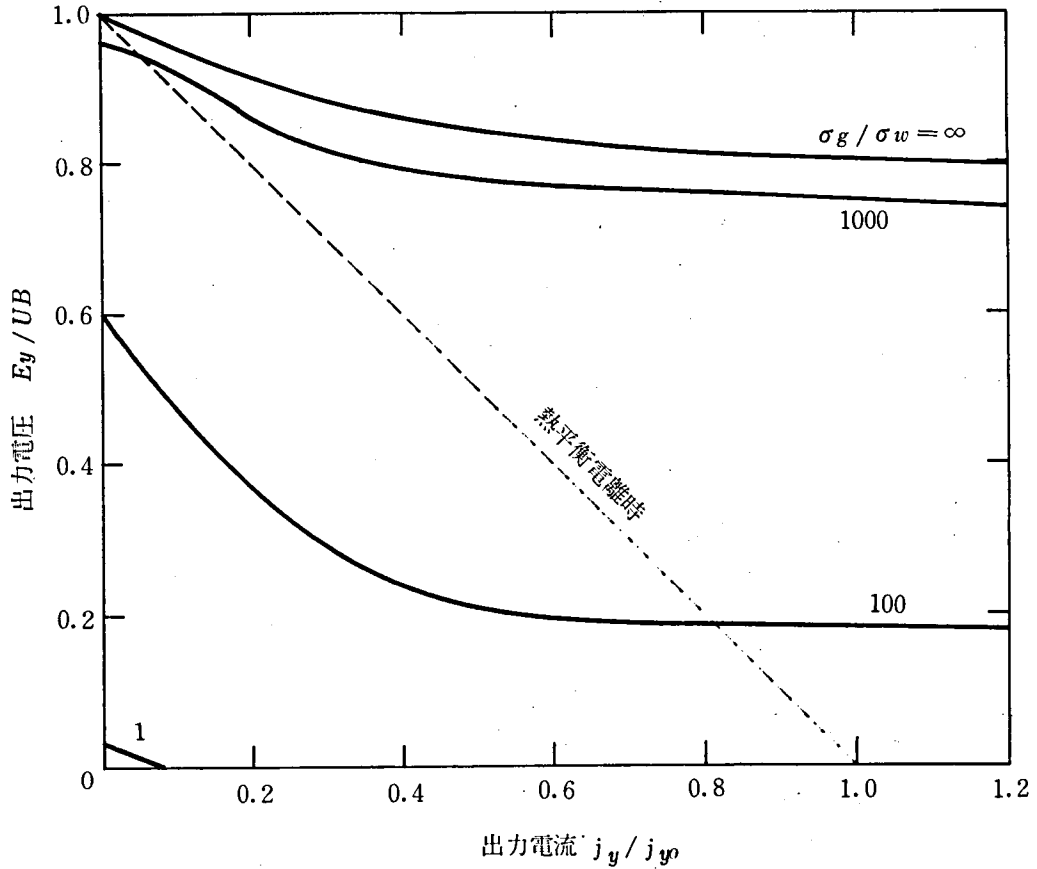


第3.4.4図 壁面導電がある場合の作動ガス有効導電率  
( $s/h = 0.5$ ,  $c/s = 0.5$ )

第3.4.5図は、次章で述べる電離緩和現象をも考慮した非平衡電離方式 Faraday 形発電機の1対の電極に関する出力特性の計算例であって、 $\sigma_0/\sigma_w$ が大きくなると、



非平衡電離状態になり難く、出力は著しく制限される。



第3.4.5図 壁面導電がある場合の出力特性

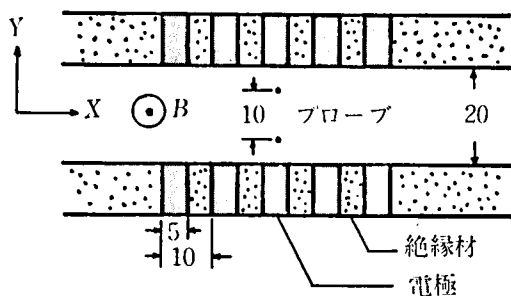
$$T_g = 2000 \text{ }^\circ\text{K}, P_g = 1 \text{ atm}, \beta = 10,$$

$$\sigma_g = 12.8 \text{ mho/m}, \delta_{eff} = 30, c/s = 0.5, s/h = 0.5$$

### 3.5 有効導電率に関する実験

上記の理論の妥当性を確かめるため、Faraday形ダクトによる実験を行なった。使用したダクトの寸法および電極配置を第3.5.1図に示す。電極は黒鉛、絶縁材は多孔質の高純度アルミナである。各部寸法は、ダクト高さ  $h = 2 \text{ cm}$ 、電極長さ  $x = 0.5 \text{ cm}$  および分割ピッチ  $s = 1 \text{ cm}$  にとった。 $z$  方向に挿入した1対のタングステンプローブは内部電界を測定するためのものである。ダクト壁にはとくに冷却装置がなく、実験はいわゆる hot wall の状態で行なった。作動ガスは0.1 mol % のカリウムをシード

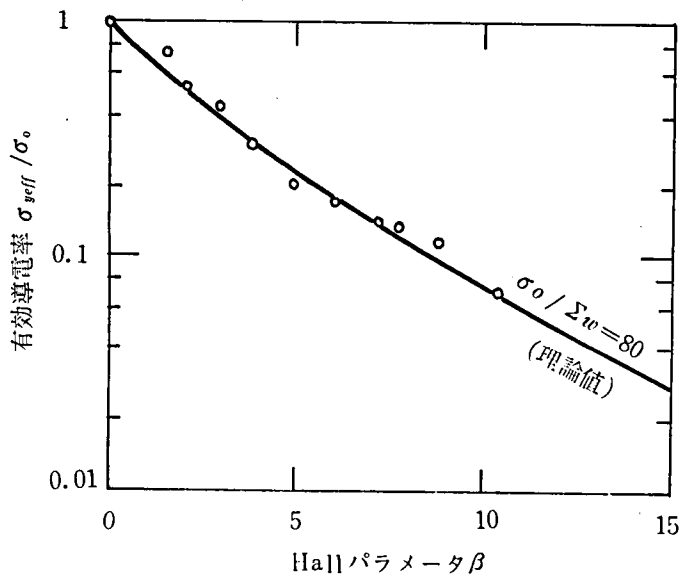
したアルゴンで、これをプラズマ・ジェットで加熱し、ガス温度  $2000^{\circ}\text{K}$ ， 圧力  $1\text{ atm}$  とした。磁界は  $0\sim 2\text{ T}$  の範囲で変化した。



第3.5.1図 実験に使用したダクトの形状

実験開始直前の隣接電極間の絶縁抵抗は  $10^6\Omega$  以上であった。約3分間予熱ののち、ダクト壁が定常温度に達してから、外部より対向電極間に直流電圧を印加し、磁界を変えながらそのときの電流および電界を測定し、作動ガスの導電率を求めた。磁界をゼロにしたときの作動ガスの導電率  $\sigma_0$  は  $5\text{ mho/m}$ ， 壁の導電率  $\Sigma_w$  は  $6\times 10^{-2}\text{ mho/m}$  であった。したがって、さきに述べた導電率比は  $\sigma_0/\Sigma_w \div 80$  となる。Hallパラメータ  $\beta$  は計算により求めた。

第3.5.2図は実験結果をまとめたもので、実線は  $\sigma_0/\Sigma_w = 80$  に対応する理論曲



第3.5.2図  $\sigma_{eff}/\sigma_0$  の実験結果  
 $s/h=0.5$ ,  $c/s=0.5$ ,  $T_g=2000^{\circ}\text{K}$ ,  
 $p_g=1\text{ atm}$ ,  $\epsilon_s=10^{-3}$ ,  $jy=3\text{ A/cm}^2$

線であり，実験誤差の範囲内で両者はよく一致している。

### 3.6 結 言

以上，本章ではFaraday形発電ダクトにおける漏洩Hall電流が 作動ガスの有効導電率に及ぼす影響を検討し，また，対向電極間のダクト漏洩電流をも含めて発電出力に対する壁面導電の影響を検討した。本章で得られた結果をまとめるとつぎのようになる。

- (1) Faraday形発電ダクトで電極間に挿入される絶縁材は表面が高温になり，またシード物質の附着があるため，Hall電流が作動ガス-ダクト壁で形成されるループ回路を流れ，作動ガスの有効導電率ならびに発電出力は減少する。
- (2) 分割の良さを表わす一つの係数を考え，有効分割度  $r_s$  なる量を導入した。この  $r_s$  は作動ガスと壁面の導電率比  $\sigma_o/\sigma_w$ ，Hallパラメータ  $\beta$  および分割比  $s/h$  により決まるものである。この  $r_s$  を用いて，作動ガスの有効導電率，または出力特性等を簡単な形で説明することができる。
- (3) Hallパラメータ  $\beta$  の大きい領域では，作動ガス導電率に対する壁面導電現象の影響が大きい。希ガス-アルカリ混合ガスを用いる非平衡電離方式の発電では  $\beta$  が大であるので，とくに壁面での漏洩に注意する必要がある。また，作動ガス圧力を大にして  $\beta$  を減少させる手段も有効であろう。
- (4) 有効分割度  $r_s$  を大きくするには，初期の作動ガス導電率  $\sigma_o$  をなるべく大きくすることが望ましい。このため，たとえば，発電ダクト入口における補助放電のような手段を用いて，ガスの電子温度を高めておくのも一つの方法である。

## 第4章 作動ガスの電離緩和

### 4.1 緒 言

本研究の対象である非平衡電離方式のMHD発電において、2.4で述べた作動ガス中の電子のJoule加熱効果を利用しうる可能性は大きい。すなわち、発電ダクト内の誘起電界により作動ガス中の電子が加速され、高められた電子温度に相当する電子密度を得ることができるので、ガス導電率をガス温度に対応する値以上に高くすることができる。

ここで、発電ダクト内の電子密度の場所的、時間的变化を考えると、発電部入口でのガスは、そのガス温度に対応してSahaの熱電離式で決まる値の初期電子密度を有しており、これが下流へ行くに従い、出力電流によるJoule加熱効果により次第に加熱されて電離が進み、電子密度が累積的に増加して行く。一般に、電離現象はガス流速に比し、極めて短時間に達成されるはずであるが、電子-イオン再結合作用、電子-原子衝突損失、放射損失等が電離を妨げる要因になる。とくに非平衡電離を用いる発電ダクトでは初期電子密度が低いために、所要の電子密度を得るのにある程度の時間が必要になる。もし、この時間が長すぎると、電子密度の累積に要する時間も長くなり、所要の導電率に達することなく、作動ガスは発電部を通過して有効な発電を行ないえない。逆に言えば、この電子密度累積速度が発電ダクトの最小長さを規定することになる。とくに実験装置ではこの点の留意が肝要である。

一方、電離作用がなく再結合作用だけが存在する部分すなわち、ダクト入口に補助放電電極がある場合はこれと発電部との間、分割電極の電極間および発電ダクト出口部分では電子密度の減少速度が問題になる。前二者では非平衡電離状態が急速に低下すると、次の電極部分での電子加熱が困難になり、後者では非平衡電離状態で凍結された流れが磁界外にまで延びると $u \times B$ 電界がないため、ダクト内部で出力を短絡することになる。

以下、本章ではこれらの電離緩和現象を、理論ならびに実験により検討した結果を述べる。

## 4.2 電子-イオン再結合過程

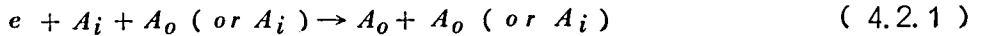
発電ダクト内の電離緩和には作動ガスの温度、圧力、シード比、ダクトの寸法、壁温度のほか、ダクト内の電流密度および電界等が関係する。

これらの諸因子を現象により大別すると、Sahaの式で表わされる熱電離過程、電子のJoule加熱効果および電子-イオン再結合過程を考える必要があり、さらに電子に関するエネルギー平衡を考える必要がある。

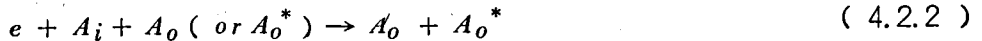
### ~~4.2.1 再結合過程~~

アルカリ原子をシードした希ガスのプラズマ内では、つぎのようないくつかの電子-イオン再結合の過程が起りうる。

#### (1) 弾性3体再結合



#### (2) 非弾性3体再結合



#### (3) 2電子3体再結合



#### (4) 放射再結合



#### (5) 解離再結合



ここに  $e$  は電子、添字  $o$  および  $i$  はそれぞれ、中性原子およびイオンを表わす。また  $A^*$  は1個の拘束電子のみが励起状態にある原子を表わす。

電子-イオンの再結合率は、電子速度を  $v_e$ 、電子のエネルギー分布関数 (Maxwell 分布を仮定) を  $f(\epsilon_e)$ 、再結合係数を  $\alpha$  とすると次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{dn_e}{dt} &= - \sum_j \int_0^\infty v_e Q_r f(\epsilon_e) n_{ij} d\epsilon_e \\ &= - \sum_{j=1}^5 \alpha_j n_e n_{ij} \end{aligned} \quad (4.2.6)$$

ただし,  $Q_r$  は再結合断面積であり, 電子の平均自由行程を  $\lambda_e$ , Debye 長を  $r_o$  とするとき

$$Q_r = \frac{4}{3} \frac{\pi r_o^3}{\lambda_e} \quad (4.2.7)$$

で表わされる。また,  $j=1, 2, \dots, 5$  は (4.2.1) ~ (4.2.5) 式の 5 種の過程を表わす。

以下, (4.2.6) および (4.2.7) 式より, 各種過程に関する再結合係数  $\alpha_j$  を求める。

(4.2.1) 式の過程すなわち弾性 3 体再結合において,  $\lambda_{e1}$  は

$$\frac{1}{\lambda_{e1}} = n_o Q_m \frac{\delta m_e}{m_o} \quad (4.2.8)$$

で与えられる。ここに,  $n_o$  および  $m_o$  はそれぞれ, 中性原子の密度および質量,  $Q_m$  は弾性衝突断面積であり,  $\delta$  は 2.4.3 で述べた弾性衝突損失パラメータである。

したがって, 再結合係数  $\alpha_1$  は (4.2.6) 式より

$$\alpha_1 = \left(\frac{2}{3}\right)^4 \frac{\delta m_e}{m_o} \frac{4(2\pi)^{1/2} e^6 n_o Q_m}{m_e^{1/2} (4\pi\epsilon_o)^3} \frac{(kT_e)^{1/2}}{(kT_g)^3} \quad (4.2.9)$$

となる。

(4.2.2) 式の非弾性 3 体再結合過程では励起原子が関与し,  $\lambda_{e2}$  は次式で与えられる。

$$\frac{1}{\lambda_{e2}} = \sum_{a, a'} n_{ex}(a) Q_{ex}(a, a'), \quad \left[ \epsilon_{ex}(a, a') \geq \frac{3kT_e}{2} \right] \quad (4.2.10)$$

ここに,  $n_{ex}(a)$  は  $a$  番目の励起準位にある励起原子の密度,  $Q_{ex}(a, a')$  は  $a$  から  $a'$  準位への励起断面積, そして  $\epsilon_{ex}(a, a')$  はその際のエネルギー差を表わす。作動ガスのシードに用いられるアルカリ原子の正確な励起断面積は不明であるが, 通常, 次式が用いられる<sup>25)</sup>。

$$Q_{ex}(a, a') = \frac{3\pi e^4 b f_{abs}}{(4\pi\epsilon_o)^2 \epsilon_e} \left[ \frac{1}{\epsilon_{ex}(a, a')} - \frac{1}{\epsilon_e} \right] \quad (4.2.11)$$

ここに,  $f_{abs}$  は吸収振動子強度で, アルカリ原子の最低励起準位への励起 ( $nS\frac{1}{2} \rightarrow nP\frac{3}{2}, \frac{1}{2}$ ) に関する  $f_{abs}$  の合計はほぼ 1 である。(正確には,  $L_1$  で 0.747,

Na で 0.936, K で 0.981 等である<sup>26)</sup>。) また,  $b (= g_{a'}/g_a)$  は補正係数で, アルカリ原子に関しては  $b = 1/2$  である。

(4.2.10) および (4.2.11) 式より

$$\frac{1}{\lambda_{e2}} = \frac{\sum_{a,a'} n_o(a) \int_{\epsilon_{ex}}^{\infty} Q_{ex}(a, a') f(\epsilon_e) d\epsilon_e}{\int_{\epsilon_{ex}}^{\infty} f(\epsilon_e) d\epsilon_e} \quad (4.2.12)$$

したがって, 再結合係数  $\alpha_2$  は

$$\alpha_2 = \sum_{a,a'} \left( \frac{2\pi}{m_e} \right)^{1/2} \left( \frac{1 + P_a^2}{1 + 2P_a^2} \right) \frac{16\pi e^{10} b f_{abs} n_{ex}(a) \exp(-P_a^2)}{(4\pi\epsilon_0)^5 (kT_e)^{3/2} \epsilon_{ex}(a, a')} \quad (4.2.13)$$

ここに,

$$P_a^2 = \frac{\epsilon_{ex}(a, a')}{kT_e} \quad (4.2.14)$$

である。

作動ガス中のアルカリ原子においては,  $a=0, a'=1$  の共鳴励起が優勢であるので, 以下にはこの励起だけを考える。

(4.2.3) 式の 2 電子 3 体再結合過程では,  $\lambda_{e3}$  は次式で表わされる。

$$\frac{1}{\lambda_{e3}} = n_e Q_{ee} \quad (4.2.15)$$

ただし,  $Q_{ee}$  は電子-電子遠隔衝突の断面積であり,  $L_{in}$  ら<sup>18)</sup>によれば

$$Q_{ee} = \frac{8.10 e^4}{(12\pi\epsilon_0 kT_e)^2} \ln A \quad (4.2.16)$$

$$A = \frac{12\pi(\epsilon_0 kT_e)^{3/2}}{e^3 n_e^{1/2}} \quad (4.2.17)$$

である。

電界による電子加熱が行なわれる場合の 2 電子 3 体再結合係数  $\alpha_3$  は Hinnov ら<sup>27)</sup>によって与えられており,

$$\alpha_3 = \frac{0.83 \times 10^{-20} n_e \log A}{T_e^{9/2}} \quad (4.2.18)$$

であって、ほぼ  $\alpha_3 = 1.09 \times 10^{-20} n_e / T_e^{9/2}$  になる。

(4.2.4) 式の放射再結合過程の再結合係数  $\alpha_4$  は Allen<sup>25)</sup>によれば、

$$\alpha_4 = \frac{3 \times 10^{-16}}{T_e^{3/4}} \quad (4.2.19)$$

であるが、いま考えている作動ガスの条件では、他の再結合過程に比して無視することができる。

(4.2.5) 式の解離再結合過程については、

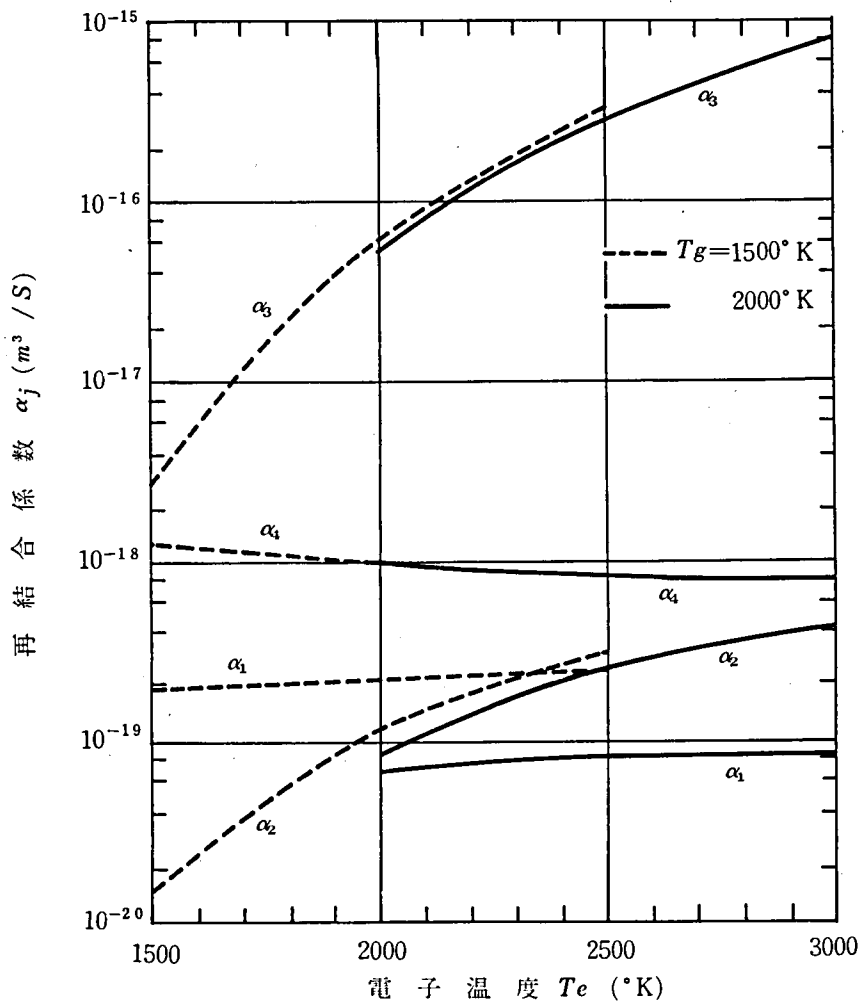
$$\alpha_5 = \left( \frac{250}{T_e} \right)^a \times 10^{-13}, \quad \left( \frac{3}{2} \geq a \geq \frac{1}{2} \right) \quad (4.2.20)$$

が近似的に求められている<sup>28)</sup>が、いまの場合、分子イオンの密度は原子イオンのそれに比して極めて小さいので、この過程も無視することができる。

以上の各過程における再結合係数  $\alpha_j$  ( $j=1 \sim 4$ ) を、考察の対象としている作動ガスすなわち (アルゴン + 0.14% カリウム) 混合ガスについて、圧力 1 atm, ガス温度 1500 および 2000 °K の場合の計算結果を第 4.2.1 図に示す。

電子温度はガス温度より 1000 °K 高い点までの範囲をとったが、 $\alpha_1$  はほとんどガス温度のみによって決まり、ほぼ一定である。一方、 $\alpha_2$  および  $\alpha_3$  はガス温度よりも、むしろ電子温度の影響を多く受けることが分る。





第4.2.1.図 再結合係数と電子温度との関係

$A + 0.14\% \text{K}$ ,  $P_g = 1 \text{ atm}$

### 4.3 作動ガス中の電子のエネルギー損失機構

前節では作動ガス中の電子密度の減少に関する再結合過程について述べたが、つぎに、電子のエネルギー損失について考察する。作動ガス中の電子がそのエネルギーを失う機構としては、主として以下の3つの過程が考えられる。

中性原子またはイオンとの弾性衝突によるエネルギー損失  $W_c$  は

$$W_c = \frac{\delta m_e}{m_o} \frac{3}{2} k (T_e - T_g) n_e \nu_e \quad (4.3.1)$$

で与えられる。ただし、 $m_o$  は中性原子またはイオンの質量、 $\nu_e$  は衝突周波数で次式で表わされる。

$$\nu_e = \left( \frac{8 k T_e}{\pi m} \right)^{1/2} n_o Q_m \quad (4.3.2)$$

つぎに、電子の衝突により励起された原子が元の準位に戻る際に放出する電磁波は再び他の中性原子により吸収されこれを励起することになるが、励起-放射-再吸収の共鳴放射の効率は1以下である。もちろん、シード原子は無数の励起準位をもつが、いま問題にしているような比較的低温のプラズマでは最低励起準位と基底準位との間の共鳴放射のみを考えれば充分である。均一プラズマの単位体積当りの共鳴放射による損失  $W_{res}$  はつぎのように与えられる<sup>29)</sup>。

$$W_{res} = \frac{6\pi}{R} [Y_{\nu_o}(T_e) - Y_{\nu_o}(T_g)] w \quad (4.3.3)$$

ここに、 $R$  は1次元放射領域の特性長、 $w$  は共鳴放射スペクトルの有効幅であり、また  $Y_{\nu_o}$  は共鳴周波数  $\nu_o$  における黒体放射強度であって、Planck の式

$$Y_{\nu_o}(T) = \frac{2\pi h \nu_o^3}{c^2 \exp\left(\frac{h\nu_o}{kT_j} - 1\right)}, \quad (j=e, g) \quad (4.3.4)$$

で表わされる。ここに  $c$  は光速である。

最後に、自由電子とイオンとの再結合によって生じる放射損失  $W_r$  は

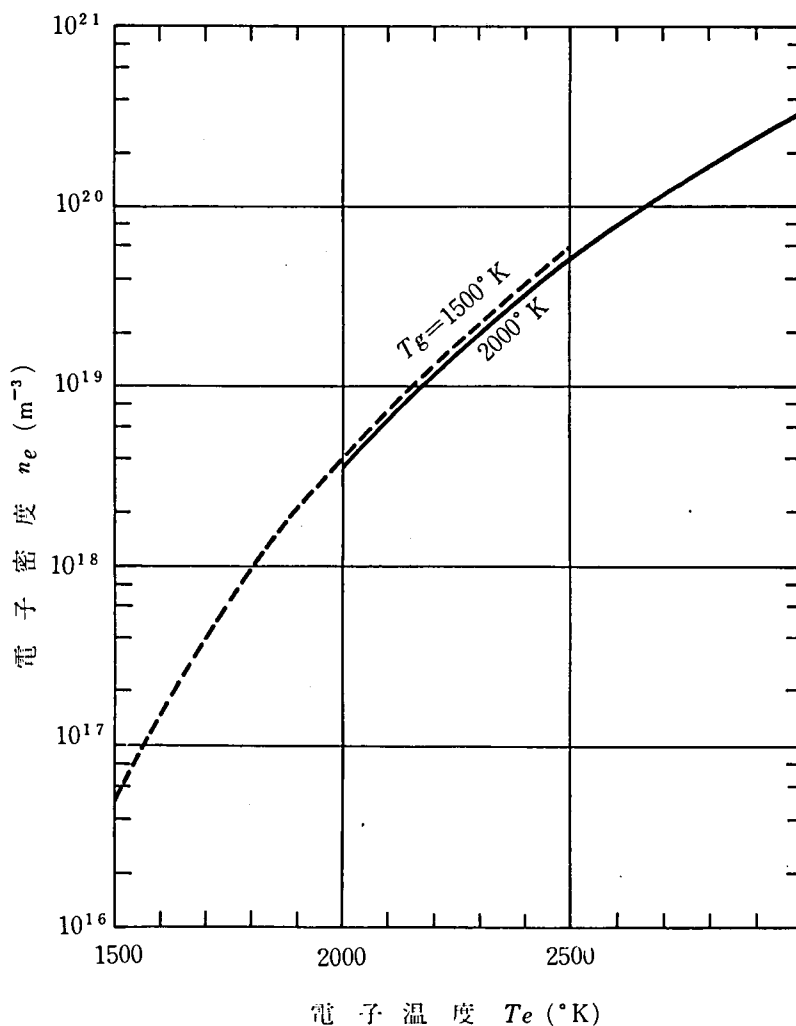
$$W_r = \left[ 1 - \left( \frac{T_g}{T_e} \right)^4 \right] \left[ \left( \epsilon_i + \frac{3}{2} k T_e \right) a_3 n_e n_o - \frac{3}{2} k T_e a_3 n_e n_i \right] \quad (4.3.5)$$

で与えられる<sup>29)</sup>。ここに  $\epsilon_i$  は電離エネルギー、 $a_3$  は電離係数である。

定常状態においては、上述の3種の損失  $W_c$ 、 $W_{res}$  および  $W_r$  が、作動ガスに注入されるエネルギーと平衡を保っている。そこで、 $W_c$  のみを考慮した(2.4.14)式を修正して、つぎのようなエネルギー平衡式が得られる。

$$\frac{j^2}{\alpha_0} = W_c + W_{res} + W_r \quad (4.3.6)$$

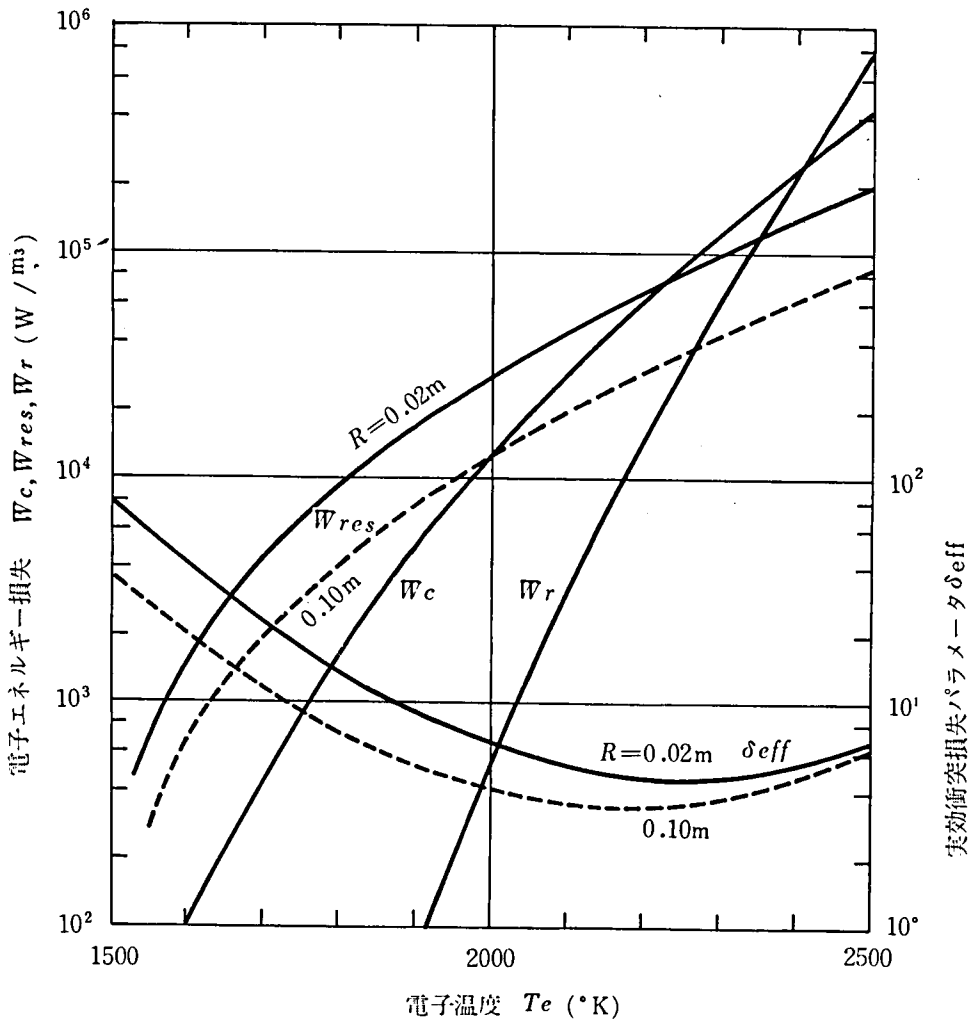
圧力1atmの作動ガス(A+0.14%K)に関し、上述のエネルギー損失を計算した結果を第4.3.1～第4.3.7図に示す。



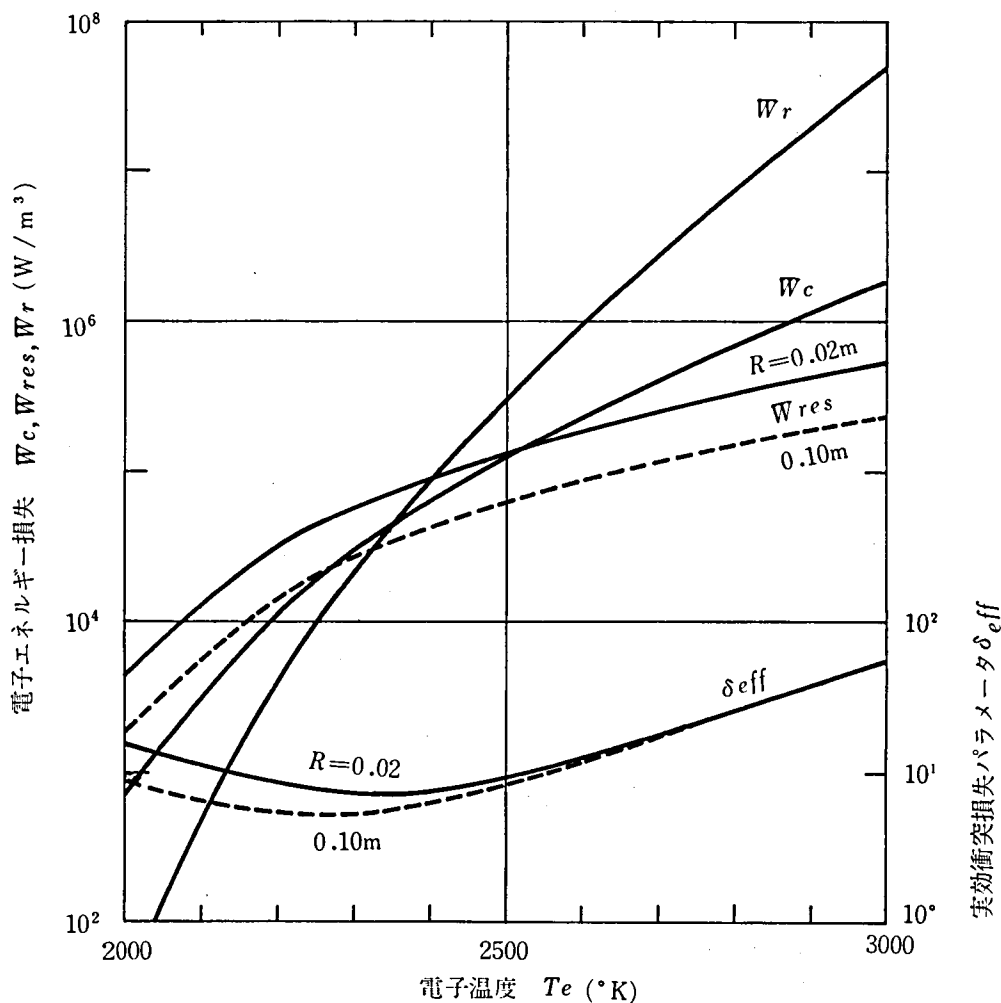
第4.3.1図 電子密度と電子温度との関係  
A + 0.14%K,  $p_g = 1\text{atm}$

第 4.3.1 図は ( 2.4.17 ) 式から求めた電子温度  $T_e$  と電子密度  $n_e$  との関係であって、ガス温度  $T_g$  が  $1500 \sim 2000^\circ\text{K}$  の範囲では、ほぼ  $T_e$  のみによって  $n_e$  が決まると考えて差支えない。

第 4.3.2 および 4.3.3 図はそれぞれ、ガス温度  $1500$  および  $2000^\circ\text{K}$  の場合の電子のエネルギー損失 ( 弾性衝突、共鳴放射および再結合放射の各損失 ) を電子温度に対して求めたものである。図中、 $\delta_{eff}$  は非弾性衝突損失すなわち放射損失  $W_{res}$



第 4.3.2 図 電子温度と電子エネルギー損失との関係  
 $A=0.14\%$ ,  $T_g=1500^\circ\text{K}$ ,  $p_g=1\text{atm}$



第4.3.3図 電子温度と電子エネルギー損失との関係  
 $A+0.14\%K$ ,  $T_g=2000^\circ K$ ,  $P_g=1\text{atm}$

および  $W_r$  を実効的な衝突損失に含めて

$$\delta_{eff} = \delta \left( 1 + \frac{W_{res} + W_r}{W_c} \right) \quad (4.3.7)$$

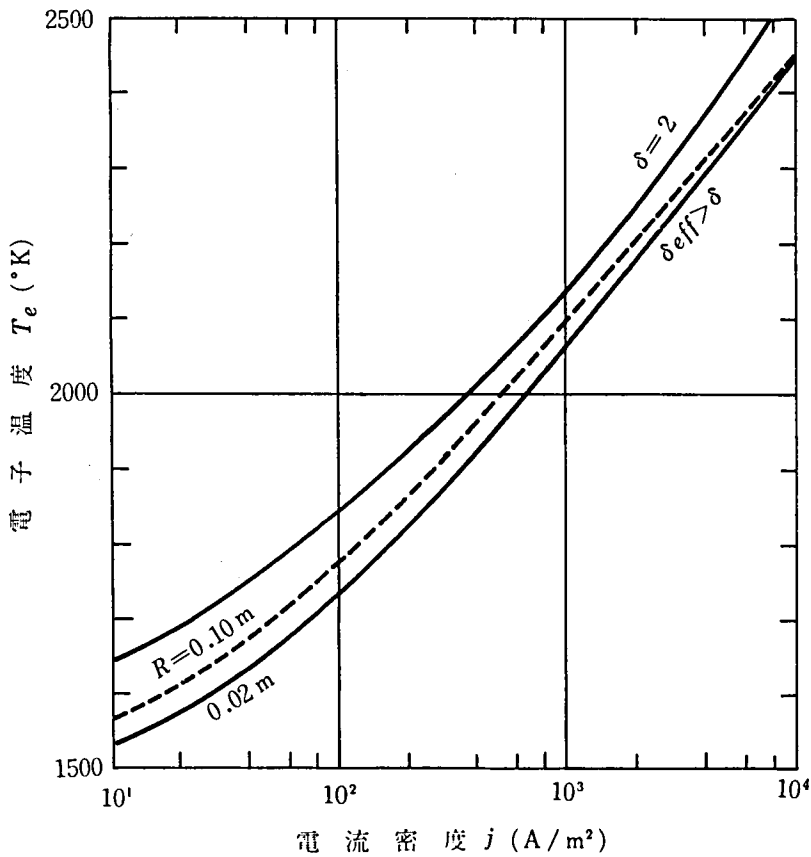
とした実効衝突損失パラメータである。

共鳴放射損失  $W_{res}$  の計算に際しては、カリウムの共鳴線  $4p-4s$  (波長 766.5 および 769.9 nm) のみを考え、(4.3.3) 式の作動ガス特性長  $R$  として、本研究に

関する実験装置の規模から、0.02および0.10 mをとった。

$T_g = 1500^\circ\text{K}$  では中性原子の密度が大きいため、共鳴放射損失が比較的優勢で低い電子温度に対する  $\delta_{eff}$  が大きく、また、 $T_g = 2000^\circ\text{K}$  では再結合放射損失が優勢で高い電子温度に対する  $\delta_{eff}$  が大きくなる。

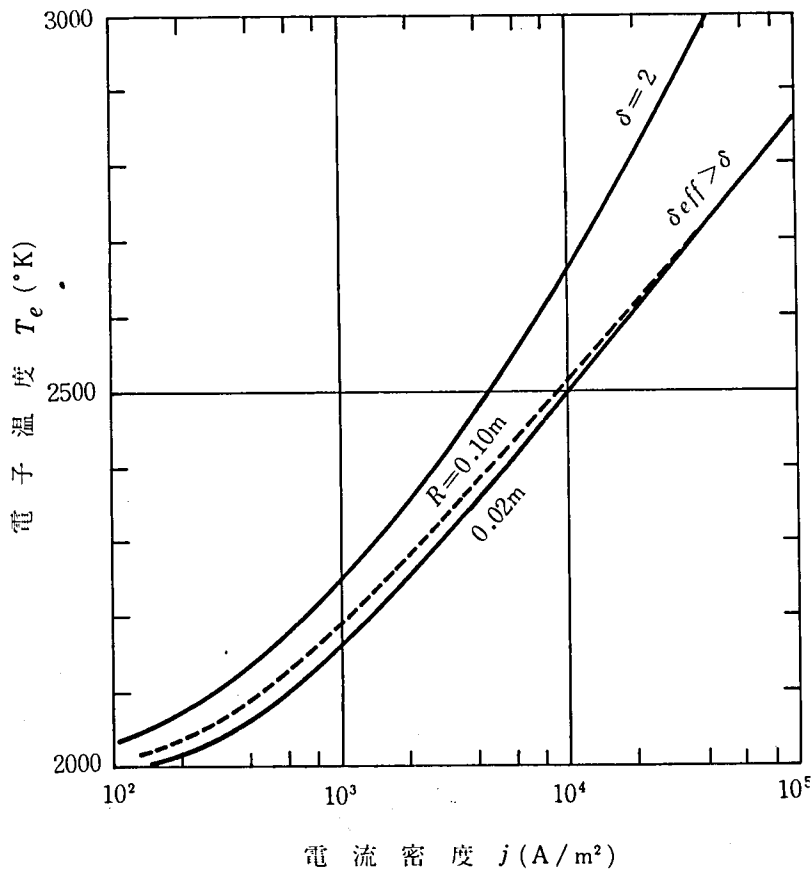
第4.3.4図および第4.3.5図はそれぞれ、ガス温度 1500 および 2000 °Kの場合の電流密度  $j$  と電子温度  $T_e$  との関係をもとに(2.4.15)式から求めたものである。図には理想的な弾性衝突損失のみを考慮した  $\delta=2$  に対応する曲線と、作動ガス特性



第4.3.4図 電流密度と電子温度との関係

$$\delta_{eff} = \delta \left( 1 + \frac{W_{res.} + W_r}{W_c} \right)$$

$$A+0.14\%K, T_g=1500^\circ\text{K}, P_g=1\text{atm}$$



第4.3.5 図 電 流 密 度 と 電 子 温 度 と の 関 係

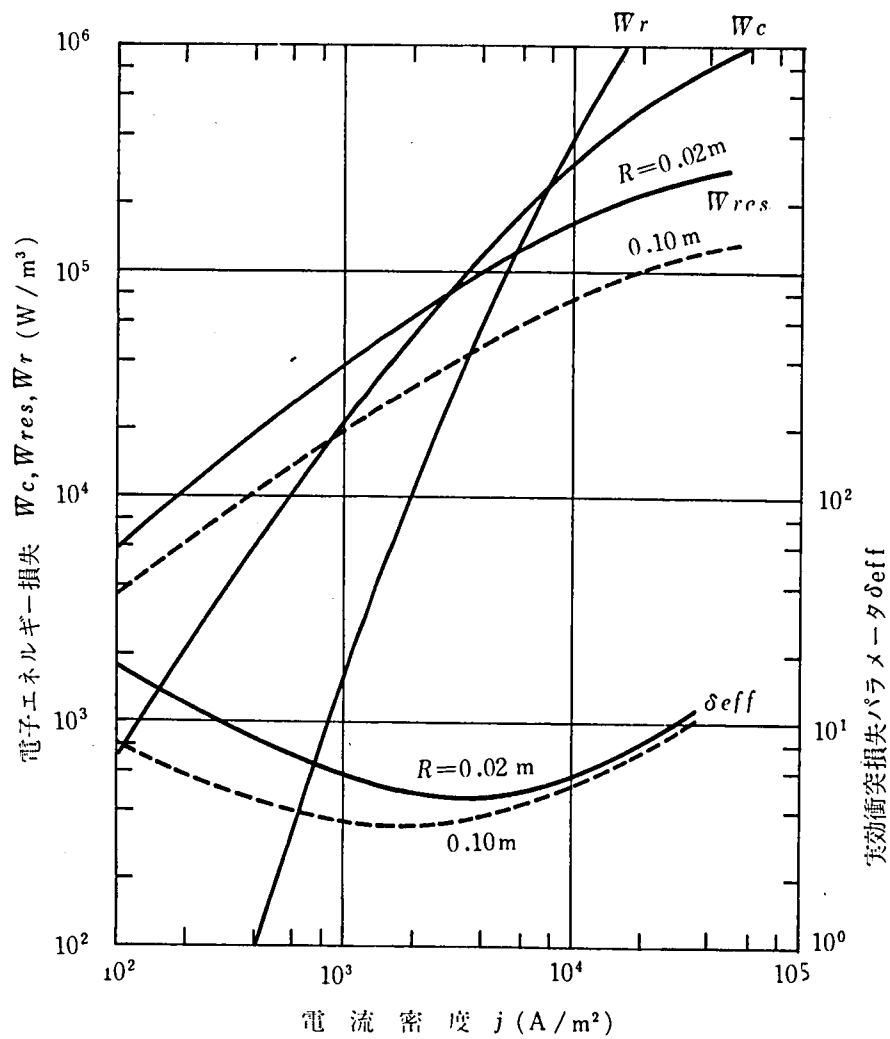
$$\delta_{eff} = \delta \left( 1 + \frac{W_{res} + W_r}{W_c} \right)$$

$$A + 0.14\%K, T_g = 2000^\circ K, P_g = 1 \text{ atm}$$

長  $R = 0.02$  および  $0.10 \text{ m}$  に対応して放射損失をも考慮した曲線とを示してある。

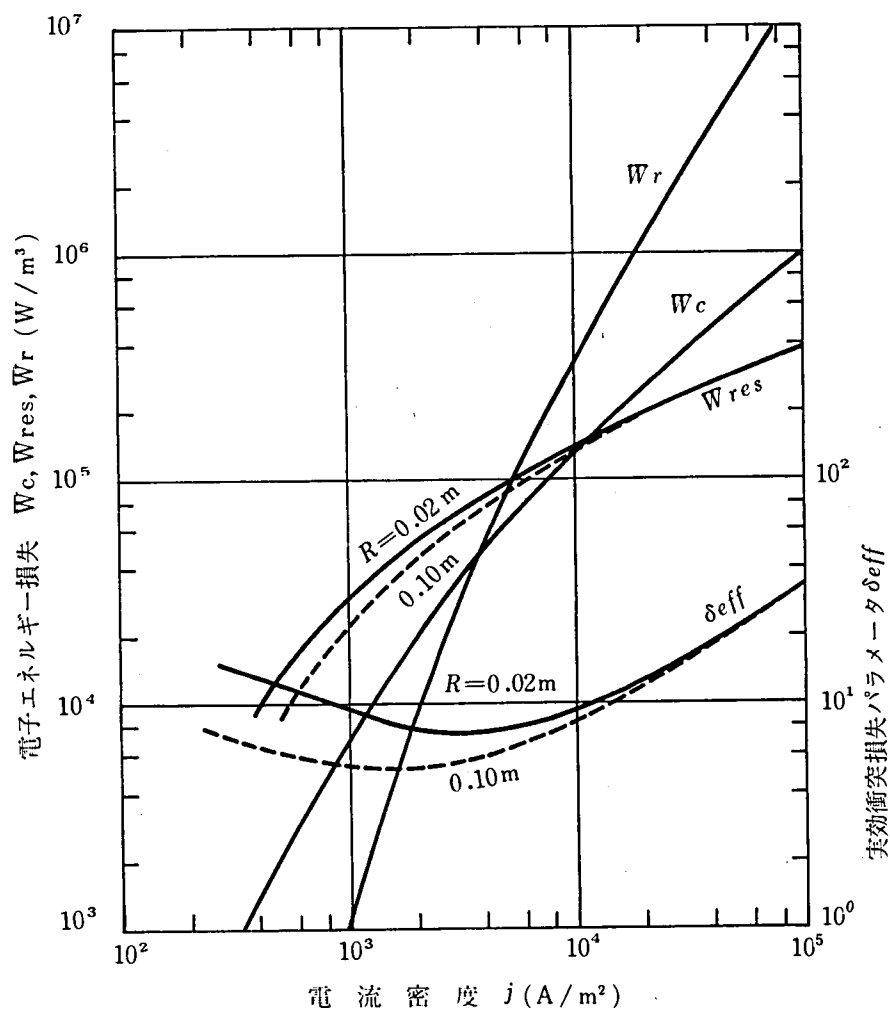
$T_g = 2000^\circ K$  で電流密度が大きい領域では、第 4.3.3 図の  $\delta_{eff}$  の増大により電子温度の上昇が制限される傾向にある。

第 4.3.6 図および第 4.3.7 図はそれぞれ、第 4.3.2 図および第 4.3.3 図の電子エネルギー損失  $W_c, W_{res}, W_r$  と実効衝突損失パラメータ  $\delta_{eff}$  を電流密度  $j$  の関数として表わしたものである。



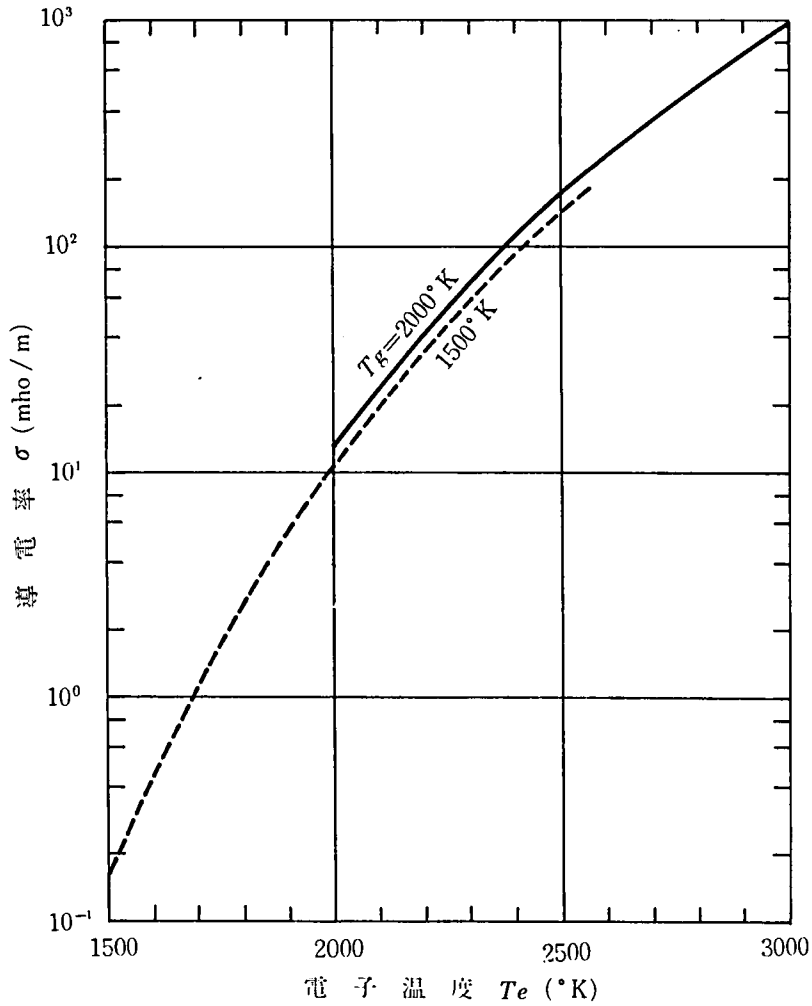
第4.3.6図 電流密度と電子エネルギー損失との関係  
 $A+0.14\%K$ ,  $T_g=1500^\circ K$ ,  $p_g=1atm$





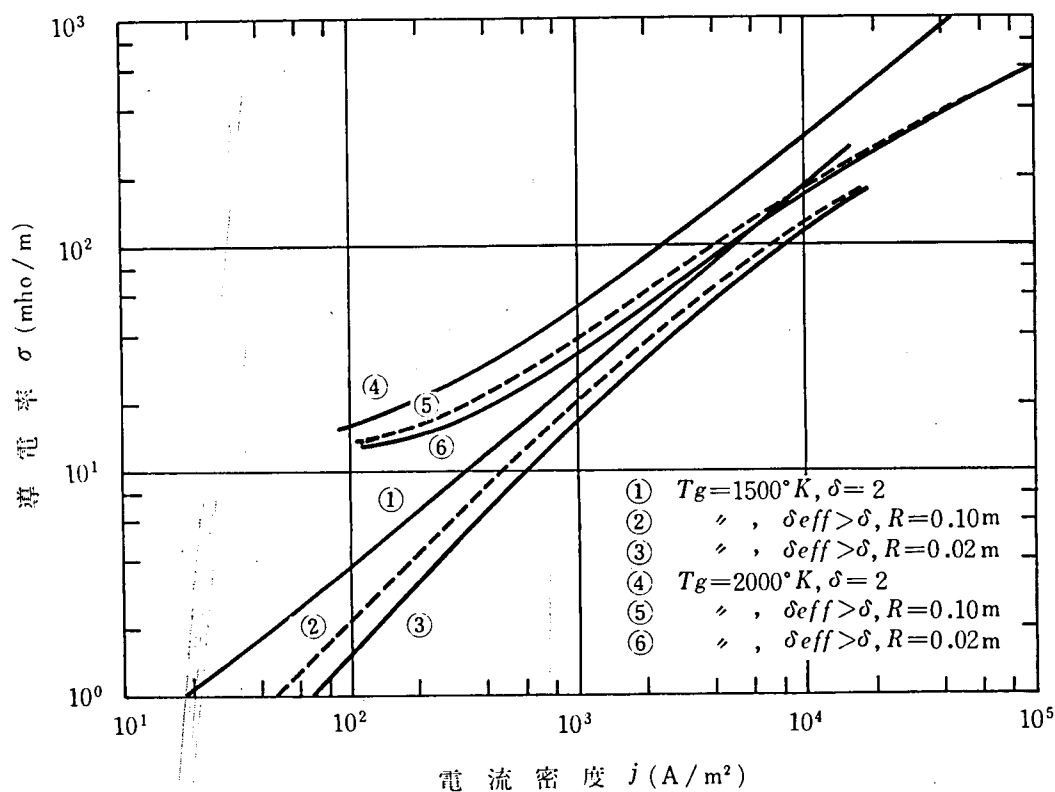
第4.3.7図 電流密度と電子エネルギー損失との関係  
 $A+0.14\%K, T_g=2000^\circ K, P_g=1atm$

第4.3.8図は(2.4.20)式により計算した電子温度  $T_e$  と作動ガス導電率  $\sigma$  との関係である。



第4.3.8図 作動ガスの電子温度と導電率との関係  
 $A = 0.14\%K$ ,  $P_g = 1\text{atm}$

以上の結果を総合すると、作動ガス中の電流密度  $j$  と導電率  $\sigma$  との関係は第4.3.9図のようになる。

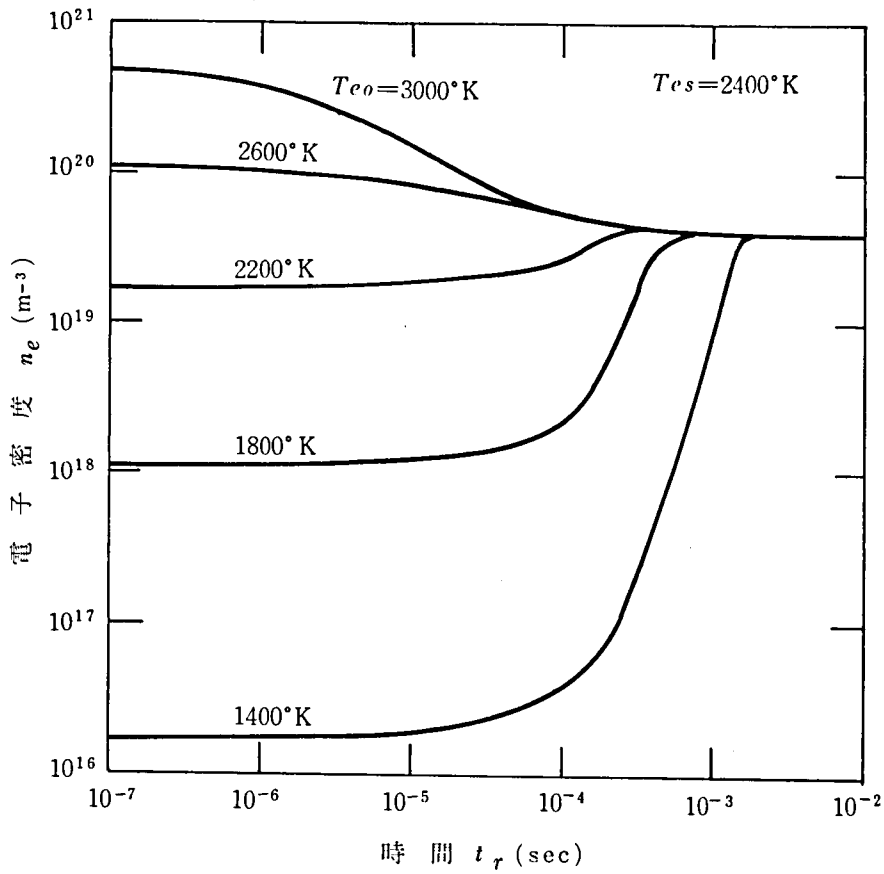


第4.3.9図 電流密度と作動ガス導電率との関係  
 $A+0.14\%K, p_g = 1\text{atm}$

発電ダクト寸法すなわち作動ガス特性長 $R$ が小さいと、共鳴放射損失が大きくなるため、ガス導電率がかなり小さくなることが分る。ダクト寸法が小さいことは、このほか、境界層の影響や前章で述べた漏洩電流の影響を強く受ける原因になり、ガス導電率ならびに出力密度を大きくする目的に対しては望ましくない。

#### 4.4 発電ダクト内の電子密度緩和

熱電離した作動ガスがMHD発電部に入ると、内部のMHD起電力による電流が流れて、電子温度は極めて短時間に上昇するが、電離衝突により、この電子温度に相当する電子密度に到達するには、ある程度の時間が必要である。これは本章4.2および4.3で述べた再結合過程や種々の電子エネルギー損失が関与するためである。



第4.4.1図 一定電界中における電離緩和  
 $T_{eo}$ :初期電子温度  $T_{es}$ :最終電子温度

第4.4.1図<sup>30)</sup>は初期電子温度 $T_{eo}$ の作動ガスが、最終電子温度 $T_{es}$ に相当する電界中に入ったときの電子密度 $n_e$ の変化の一例を示すものである。 $n_e$ が定常値に達する時間すなわち緩和時間が $10^{-3}$  secにもなると、流速 $1000 \text{ m/sec}$ のダクトでは電離緩和距離は $1 \text{ m}$ にもなり、小形の装置では短かい発電部分を通してしまふので、有効な発電を期待できない。しかし、図から解るように、初期電子温度 $T_{eo}$ を予め高めておけば、電離緩和時間を短くすることができる。この目的のために、発電ダクト入口で補助放電を行ない、作動ガスを予備電離して $T_{eo}$ および $n_e$ を高めることは極めて有効であるといえる。

上記の電離緩和現象は分割ピッチの比較的粗いFaraday形ダクトでは重要な意味

を有する。すなわち、隣接電極間の絶縁区間が短いときには各電極対間に流れる負荷電流により電子が Joule 加熱されて作動ガスの導電率は次第に上昇するが、絶縁区間が長いとそこでの電子温度が低下し、ガス導電率の上昇が抑制される。以下予備電離を併用した非平衡 Faraday 形発電ダクトについて、流れ方向の電子密度の変化を考察する。

4.2 で述べた各種の電子・イオン再結合過程の逆過程係数を  $a_j$  ( $j=1\sim 4$ ) とおくと、電子の生起率方程式はつぎのようになる。

$$\frac{dn_e}{dt} = \sum_{j=1}^4 (a_j n_s n_j - \alpha_j n_e n_i) \quad (4.4.1)$$

ただし、 $n_j$  は  $j=1$  が主ガス原子、 $j=2$  が励起シード原子、 $j=3$  が電子、 $j=4$  が放射エネルギー束を表わすものとする。ここで、熱平衡の原理に従うと、詳細釣り合いの法則が成立するので、Saha の熱電離式 (2.4.2) 式を用いて次式を得る。

$$\frac{a_j n_j}{\alpha_j} = \frac{n_e n_i}{n_s} = K(T_e) \quad (4.4.2)$$

ここに

$$K(T_e) = \frac{2g_{a'}}{g_a} \frac{(2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{k T_e}\right)$$

(4.4.1) 式で最も優勢な過程は第 4.2.1 図に示したように、 $j=3$  である。したがって、ここでは (4.4.1) 式の近似解を得るために 2 電子 3 体再結合のみを考え、その再結合率  $\alpha$  を  $\alpha = \alpha_3/n_e$  とおき、電離係数  $a_3$  を  $a$  とおく。このとき、

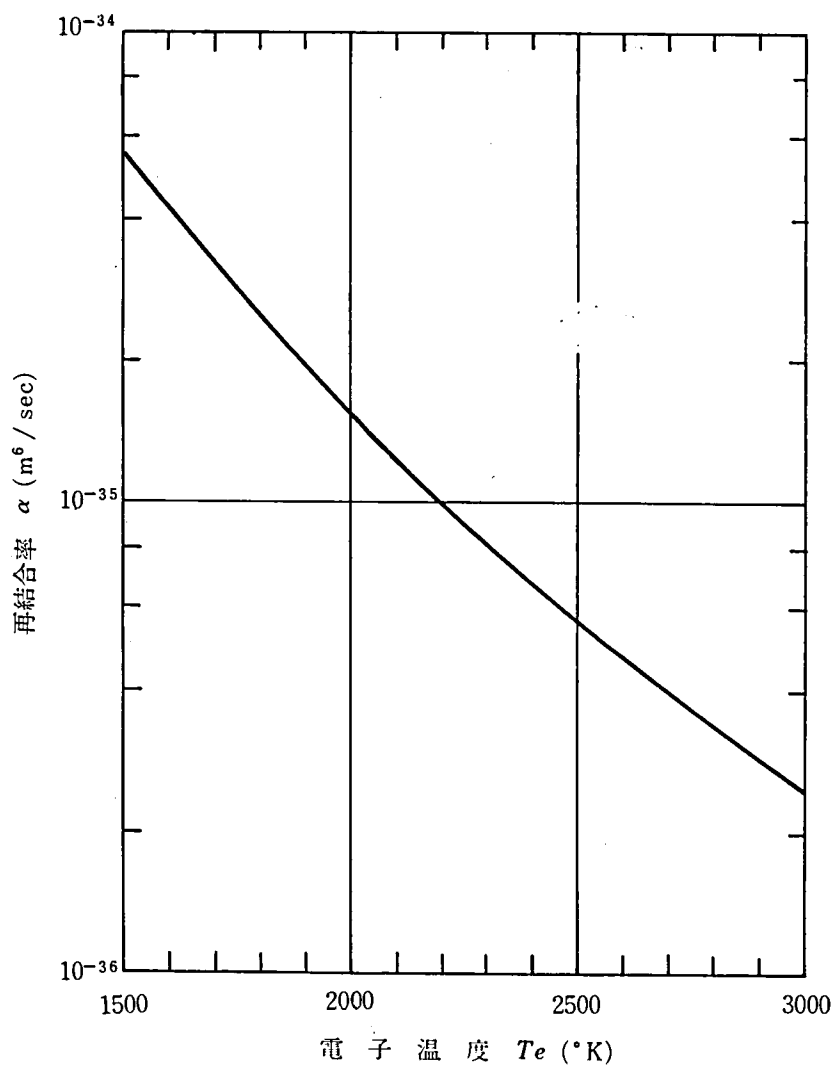
$$\frac{dn_e}{dt} = a n_e n_s - \alpha n_e^3 \quad (4.4.3)$$

ただし、

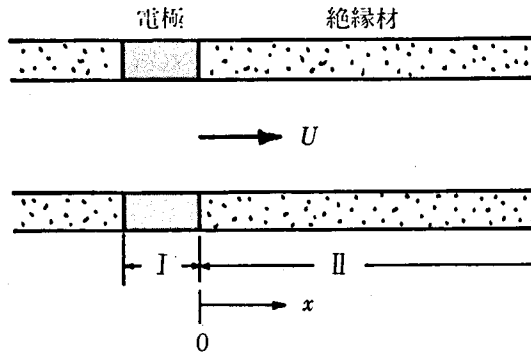
$$\alpha = \frac{\alpha_3}{n_e} = 1.09 \times 10^{-20} T_e^{-9/2} \quad (\text{m}^6/\text{sec}) \quad (4.4.4)$$

である。(4.4.4) 式は Hinnov ら<sup>27)</sup>により求められた式の係数を、本研究の対象としている作動ガスの物性に応じて計算し直したもので、 $\alpha$  と  $T_e$  との関係を図 4.

4.2 図に掲げる。



第4.4.2図 再結合率 $\alpha$  ( $=\alpha_3/n_e$ ) と電子温度との関係



第4.4.3図 電離緩和計算の対象ダクト  
 領域Ⅰ：Joule 加熱あり  
 領域Ⅱ：Joule 加熱なし

いま第4.4.3図に示すように、ダクト内に2つの領域ⅠおよびⅡを考え、領域Ⅰでは作動ガスが外部または内部からの電界等でエネルギーを供給され、領域Ⅱではエネルギー供給がないものとする。実際の発電ダクトでは領域Ⅰは電極区間に、また領域Ⅱは絶縁区間に相当する。作動ガスが時刻  $t=0$  のとき領域(Ⅰ→ⅡまたはⅡ→Ⅰ)境界を通過する場合を考えると、電子密度  $n_e$  およびシード原子密度  $n_s$  が

$$t=0 \text{ で } n_e = n_{e0}, \text{ および } n_s = n_{s0}.$$

緩和の充分進んだ  $t=\infty$  で  $n_e = n_{e\infty}$ , および  $n_s = n_{s\infty}$  であるとする。しかし今の場合、電離度が低いので  $n_e \ll n_s$  であり、 $n_{s0} \doteq n_{s\infty} \doteq n_s$  とおくことにする。

前述のように電子温度  $T_e$  の緩和時間は電子密度  $n_e$  の緩和時間に比して無視しうるから、 $T_e$  に関する再結合係数  $\alpha$  は

$$t > 0 \text{ では } \alpha = f(T_e) = \alpha_{\infty} \quad (4.4.5)$$

としてよく、同様に(4.4.2)式より

$$t > 0 \text{ で } a_3 = \alpha \frac{n_{e\infty}^2}{n_s} = \alpha_{\infty} K(T_e) = \text{const} \quad (4.4.6)$$

とおく。

以上のことから、(4.4.3)式は

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha n_e^3 \left[ \left( \frac{n_{e\infty}}{n_e} \right)^2 - 1 \right] \quad (4.4.7)$$

と変形でき、これを解けば、次式が得られる。

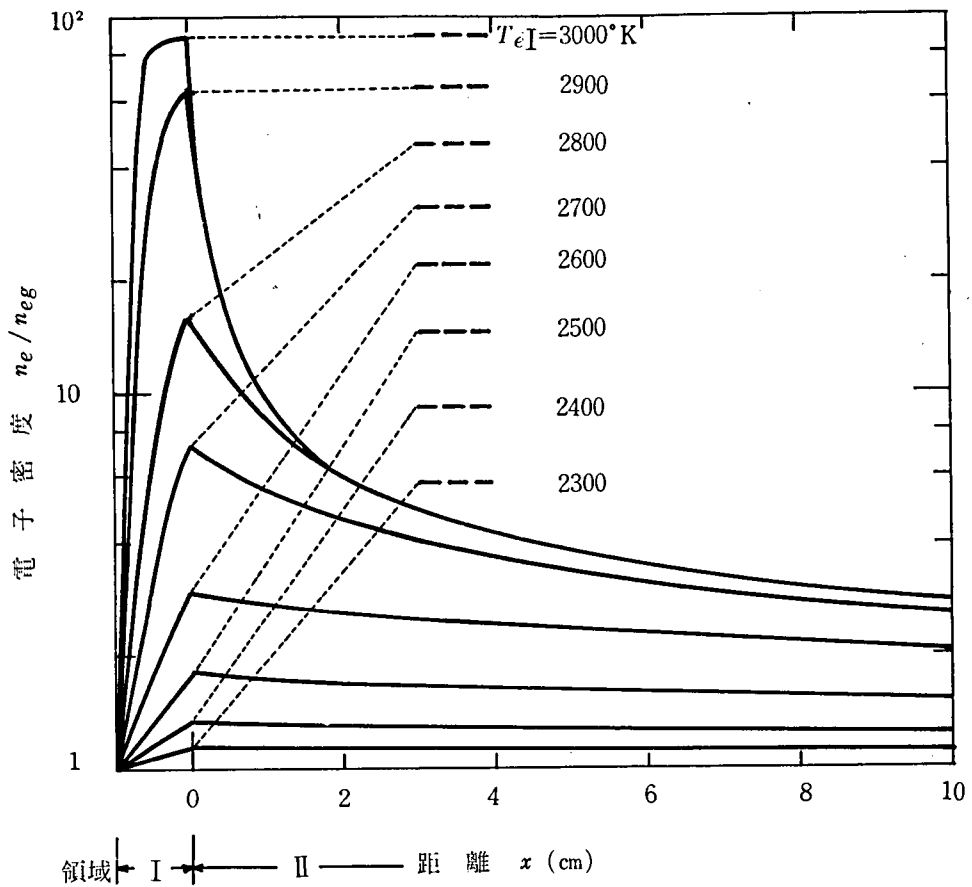
$$\left( \frac{n_e}{n_{e\infty}} \right)^2 = \left[ 1 + \left\{ \left( \frac{n_{e\infty}}{n_{e0}} \right)^2 - 1 \right\} \exp(-2\alpha_{\infty} n_{e\infty}^2 t) \right]^{-1} \quad (4.4.8)$$

これが2電子3体再結合が優勢な場合の電子密度緩和現象に関する近似式で、Shirakataら<sup>31)</sup>およびBertoliniら<sup>32)</sup>も同様な式でMHD発電ダクト内の緩和現象を説明している。

つぎに本研究の対象とする範囲において、実際の数値計算を行なった結果を述べる。作動ガスはカリウムを0.14%シードしたアルゴンで、温度2000°K、圧力1atmとする。第4.4.3図の領域Ⅰに相当する区間は1cmでここに外部から電界を印加して電子のJoule加熱を行なう。そこで電子温度 $T_e$ とガス温度 $T_g$ との関係は直ちに $T_e > T_g$ となり、(4.4.8)式に従って電子密度は増加する。ついで領域Ⅱに入ると直ちに $T_e = T_g$ となり、同じく(4.4.8)式により電子密度は減少する。ガス流は一次元流とし、電子の平均流速は作動ガスのそれと同一であると考え。時間 $t$ の原点は各領域の始端にとり、 $t = x/u$ とする。

領域Ⅰにおける電子温度 $T_{e1}$ はそこでの放電電流密度 $j_p$ と、4.3で求めた実効弾性衝突損失パラメータ $\delta_{eff}$ とによって決まる。また、 $j_p$ は領域Ⅰの内部でも、 $n_e$ が増すにつれて下流ほど大きくなると考えられるが、ここでは簡単のため流れる電流を電極面積で割った平均値を用いる。再結合係数 $\alpha$ として(4.4.4)式を用い、距離 $x$ と電子密度 $n_e/n_{eg}$ との関係を求めた結果を第4.4.4図に示す。





第4.4.4図 電子密度の緩和

ダクト断面: 2 cm 正方,  $A=0.14\%$ ,  $P_g=1\text{ atm}$

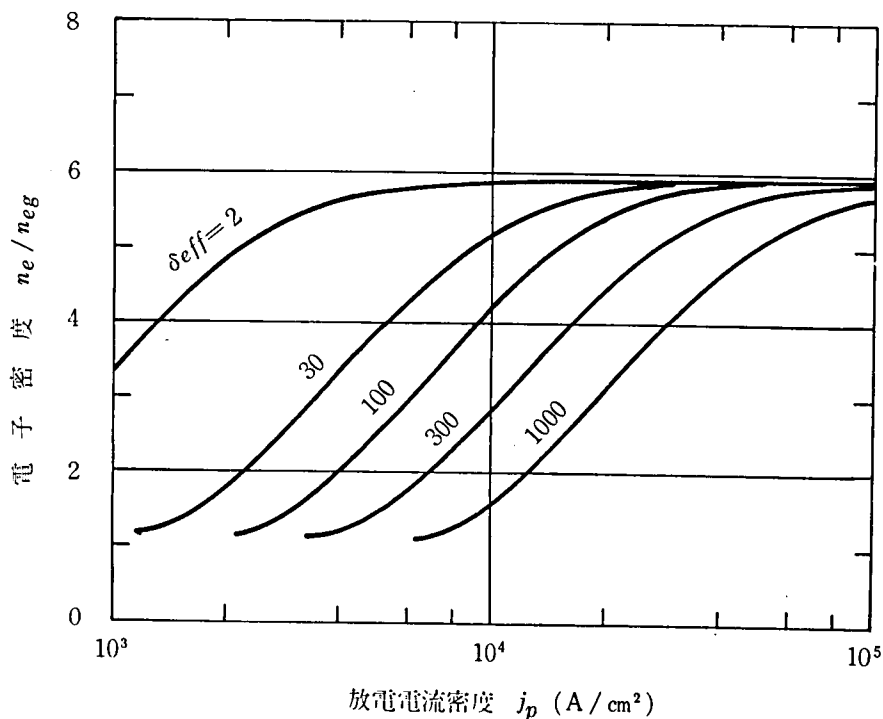
$T_{eI}=2300\sim 3000^{\circ}\text{K}$ ,  $T_{eII}=T_g=2000^{\circ}\text{K}$

$n_{eg}=3.6\times 10^{18}\text{ m}^{-3}$ ,  $u=280\text{ m/sec}$

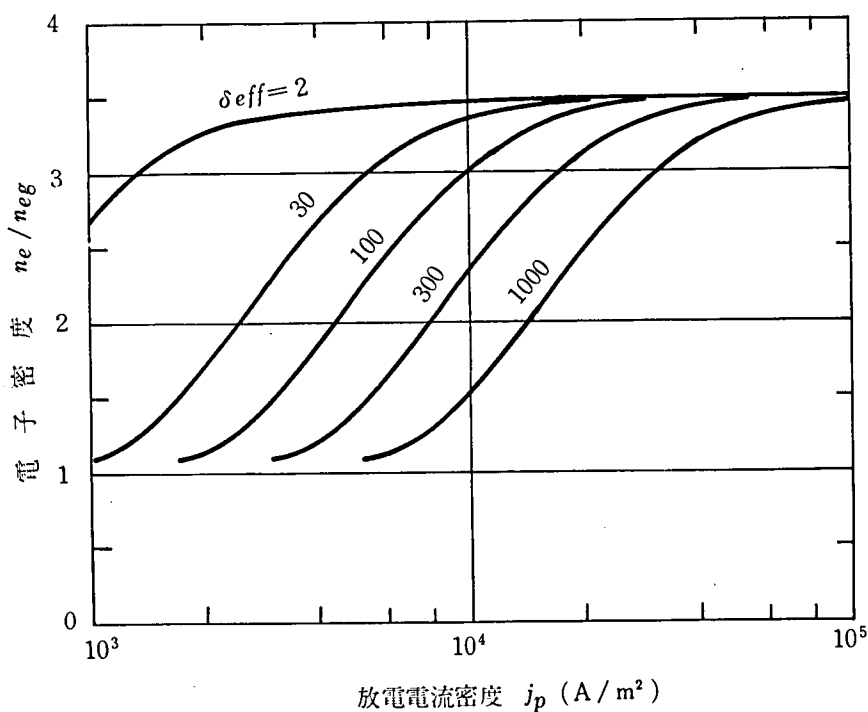
---  $T_{eI}$  に対する極限平衡値

ここに  $n_{eg}$  は作動ガス温度  $T_g$  で熱電離した電子密度である。いまの場合、領域 I での放電により電子温度  $T_{eI}$  を上げれば下流の電子密度を増加することができるが、 $T_{eI} > 2800^{\circ}\text{K}$  になると 2cm 以上の下流ではほとんど一定値に収斂する傾向を示している。したがってこのような発電ダクトにおける予備電離の効果が推測でき、 $T_{eI}$  を必要以上に高くすることは無意味であると言える。

第 4.4.5 および 4.4.6 図はそれぞれ領域Ⅱの  $x=2$  および  $6\text{ cm}$  における電子密度が、領域Ⅰでの放電電流密度により変化する様子を示したもので、理想的な場合は 4.3 で述べた実効弾性衝突損失パラメータ  $\delta_{eff}$  は 2 であるが、その他の損失パラメータを含めて種々の  $\delta_{eff}$  について計算してある。もちろん、 $\delta_{eff}$  が大になるほど、同一放電電流密度に対して、電子密度は小さくなる。



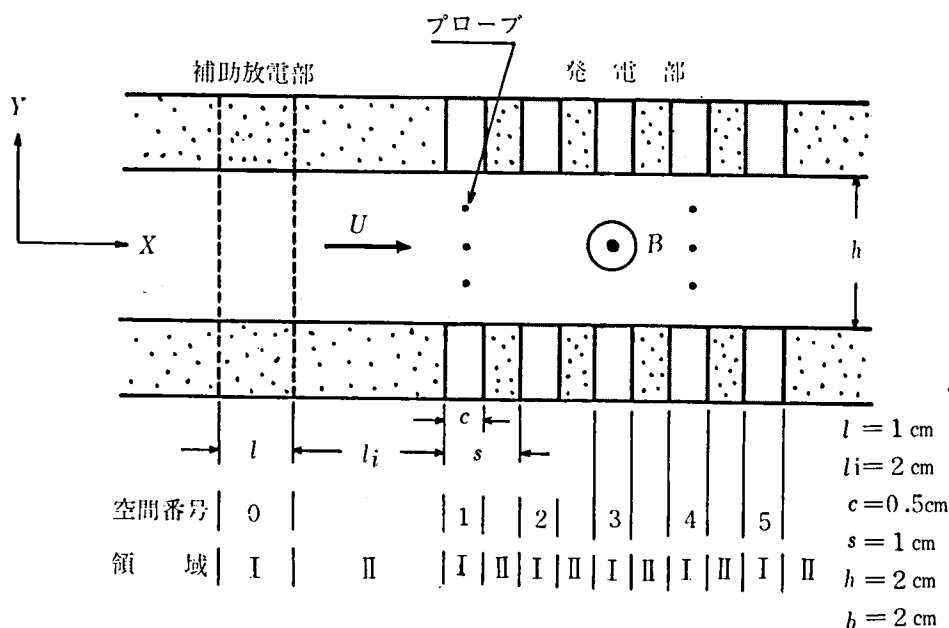
第 4.4.5 図 領域Ⅰの放電電流密度と領域Ⅱ ( $x=2\text{ cm}$ )  
における電子密度との関係  
計算条件は第 4.4.4 図に同じ  
 $n_{eg} = 3.6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$



第4.4.6図 領域Ⅰの放電電流密度と領域Ⅱ ( $x=6$  Cm)  
における電子密度との関係  
計算条件は第4.4.4図に同じ  
 $n_{eg} = 3.6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$

#### 4.5 Faraday形発電ダクト内の諸特性

以上検討して来た電離緩和現象が実際の発電ダクト内でどのように現われるかを、本研究の実験用発電装置について考察する。実験用ダクトは第4.5.1図に示す直線Faraday形で予備電離用の補助放電電極1対 ( $z$  方向) および発電電極5対 ( $y$  方向) を有する。作動ガスはA+0.14%K, 温度  $T_g = 2000^\circ\text{K}$ , 圧力  $P_g = 1\text{atm}$  とし, ダクト内では定流速 ( $u = 280 \text{ m/sec}$ ) で, 温度, 圧力の変化はないものとした。磁界  $B = 2 \text{ T}$  として計算する。



第4.5.1図 Faraday 形実験ダクト

図において、作動ガスは熱平衡電離の状態で空間0の補助放電部に入り、この電界（Z方向）で直ちに電子温度が高められ、電離が進行する。空間No.0で与えられる電子温度を $T_{e0}$ とすると、この $T_{e0}$ で平衡する電子密度 $n_{es}$ はSahaの式より

$$n_{es} = n_{eg} \left( \frac{T_{e0}}{T_g} \right)^{3/4} \exp \left[ -\frac{\epsilon_i}{2k} \left( \frac{1}{T_{e0}} - \frac{1}{T_g} \right) \right] \quad (4.5.1)$$

であって、空間No.0での電子密度の時間的变化は(4.4.8)式より、

$$\frac{n_e}{n_{eg}} = \frac{n_{es}}{n_{eg}} \left[ 1 + \left( \frac{n_{es}}{n_{eg}} \right)^2 - 1 \right] \exp(-2\alpha_s n_{es}^2 t)^{-1/2} \quad (4.5.2)$$

で表わされる。ただし $\alpha_s$ は電子温度 $T_{e0}$ に対応するものをとる。空間No.0終端での電子密度 $n_{ef0}$ は(4.5.2)式において $t=l/u$ とにおいて求まる。つぎに、作動ガスが絶縁部に入ると電子密度は(4.4.8)式に従って減少する。すなわち、 $T_e = T_g$ ,  $n_{e0} = n_{ef0}$ ,  $n_{e\infty} = n_{eg}$ とすると、つぎのようになる。

$$\frac{n_e}{n_{eg}} = \left[ 1 + \left\{ \left( \frac{n_{eg}}{n_{ef0}} \right)^2 - 1 \right\} \exp(-2 \alpha_g n_{eg}^2 t) \right]^{-1/2} \quad (4.5.3)$$

ただし、 $\alpha_g$  は  $T_g$  に対応するものをとる。また、発電部空間 No. 1 始端における電子密度は上と同様、 $t = l_i / u$  とおいて求まる。

つぎに、発電部における電離緩和を考える。空間 No.  $i$  ( $i = 1 \sim 5$ ) における電子温度を  $T_{ei}$ 、空間の始端および終端の電子密度をそれぞれ  $n_{eii}$  および  $n_{efi}$  とする。

空間 No.  $i$  の上流側に隣接する絶縁部では  $T_e = T_g$  であり、電子密度の変化は、上述の場合と同様に

$$\frac{n_{ei}}{n_{eg}} = \left[ 1 + \left\{ \left( \frac{n_{eg}}{n_{ef, i-1}} \right)^2 - 1 \right\} \exp(-2 \alpha_g n_{eg}^2 t) \right]^{-1/2} \quad (4.5.4)$$

のようになる。ただし、 $i = 1$  では  $n_{ef, i-1} = n_{ef0}$  である。そして  $t = (s - c) / u$  以下の電極空間の始端の値  $n_{eii}$  になる。

空間 No.  $i$  での電子の Joule 加熱が充分に行なわれる場合は電子密度は順次上昇して行くが、加熱が弱いとこの累積効果はない。電子温度  $T_{ei}$  は衝突損失パラメータ  $\delta_{eff}$ 、有効分割度  $r_s$  および負荷率  $K$  を与えれば (3.4.16) 式によって決まる。しかし、有効分割度はガス導電率に依存するので、ここでは、No.  $i$  直前の絶縁部空間における導電率  $\sigma_r$  を用いて  $r_{si}$  で表わす。すなわち、(3.4.5) 式より

$$r_{si} = \frac{1}{1 + \frac{2 t_y (1 + \beta^2)}{h} \frac{\sigma_w}{\bar{\sigma}_r}} \quad (4.5.5)$$

ここに

$$\bar{\sigma}_r = \frac{1}{s - c} \int_0^{s-c} \sigma_r dx$$

である。したがって、電子温度  $T_{ei}$  はつぎのようになる。

$$\frac{T_{ei}}{T_g} = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + A' \frac{1 + r_{si}^2 \beta^2}{1 + \beta^2} \frac{1}{\delta_{eff}} (1 - K)^2 u^2 B^2} \quad (4.5.6)$$

ここに

$$A' = \frac{\pi}{12} \frac{1}{p^2 (Q_o + \epsilon_s Q_s)^2} \frac{e^2 m_o}{m_e}$$

である。緩和が充分進んだときの電子密度を  $n_{esi}$  とすると、空間  $\text{No } i$  終端における電子密度  $n_{efi}$  は

$$\frac{n_{ei}}{n_{eg}} = \frac{n_{esi}}{n_{eg}} \left[ 1 + \left\{ \left( \frac{n_{esi}}{n_{efi}} \right)^2 - 1 \right\} \exp(-2\alpha_i n_{esi}^2 t) \right]^{-1/2} \quad (4.5.7)$$

において  $t = c/u$  として求まる。ここに  $\alpha_i$  は  $T_{ei}$  に対応する値をとるものとする。また、 $n_{esi}$  は次式で与えられる。

$$n_{esi} = n_{eg} \left( \frac{T_{ei}}{T_g} \right)^{3/4} \exp \left[ -\frac{\varepsilon_i}{2k} \left( \frac{1}{T_{ei}} - \frac{1}{T_g} \right) \right] \quad (4.5.8)$$

空間  $\text{No } i$  における作動ガス導電率  $\sigma_i$  は始端の  $\sigma_{ii}$  から終端の  $\sigma_{fi}$  まで変化するが、後述する出力特性の計算に際しては平均値  $\overline{\sigma_i}$  を用いる。 $\overline{\sigma_i}$  は平均電子密度  $\overline{n_{ei}}$  を用いてつぎのように表わすことができる。

$$\overline{\sigma_i} = \frac{\overline{n_{ei}}}{n_{eg}} \frac{T_g}{T_{ei}} \sigma_g \quad (4.5.9)$$

ただし、 $\sigma_g$  は  $T_g$  における熱平衡導電率である。

もし、 $n_{eii}$  と (4.5.8) 式の  $n_{esi}$  とが  $n_{eii} \geq n_{esi}$  の関係にあるときは、電子密度の累積効果は生じない。このとき  $T_{ei}$  は

$$n_{eii} = n_{eg} \left( \frac{T_{ei}}{T_g} \right)^{3/4} \exp \left[ -\frac{\varepsilon_i}{2k} \left( \frac{1}{T_{ei}} - \frac{1}{T_g} \right) \right] \quad (4.5.10)$$

を満足する値をとり、 $n_e$  および  $\sigma_i$  は一定になる。すなわち

$$n_{ei} = n_{eii} \quad (4.5.11)$$

および

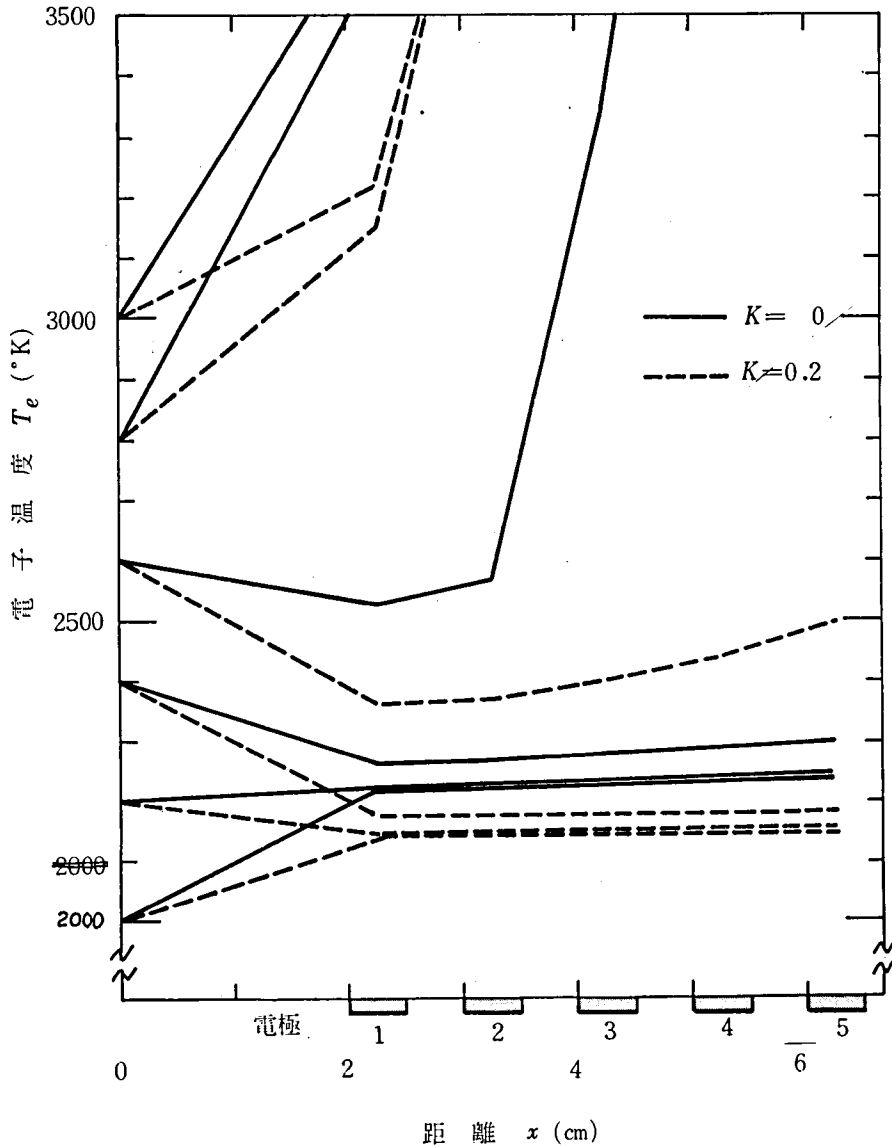
$$\sigma_i = \frac{n_{eii}}{n_{eg}} \frac{T_g}{T_{ei}} \sigma_g, \quad \overline{\sigma_i} = \sigma_i \quad (4.5.12)$$

となる。このような状態は  $\delta_{eff}$  大、 $r_s$  小のように損失が大きくなるときに生じることが予想される。

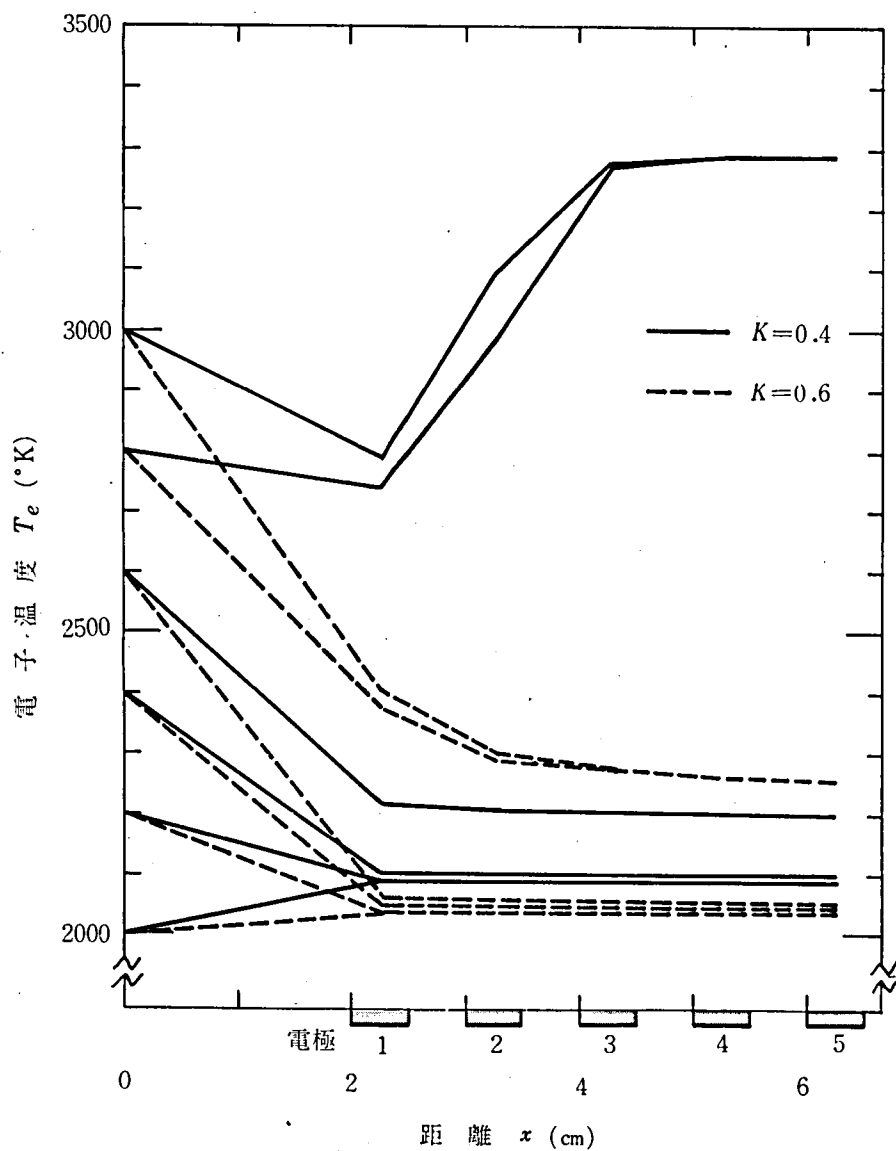
空間  $\text{No } i$  における出力電流  $j_{Li}$  は (3.4.10) 式を用い

$$\frac{j_{Li}}{j_g} = \frac{(1 + r_{si} \beta^2) \bar{\sigma}_i (1 - K)}{(1 + \beta^2) \sigma_g} - \left( \frac{1}{r_{si}} - 1 \right) \frac{h t_z K}{b t_y} \quad (4.5.13)$$

として求めた。ここに、 $j_g = \sigma_g u B$  で熱平衡時の理想的短絡電流である。

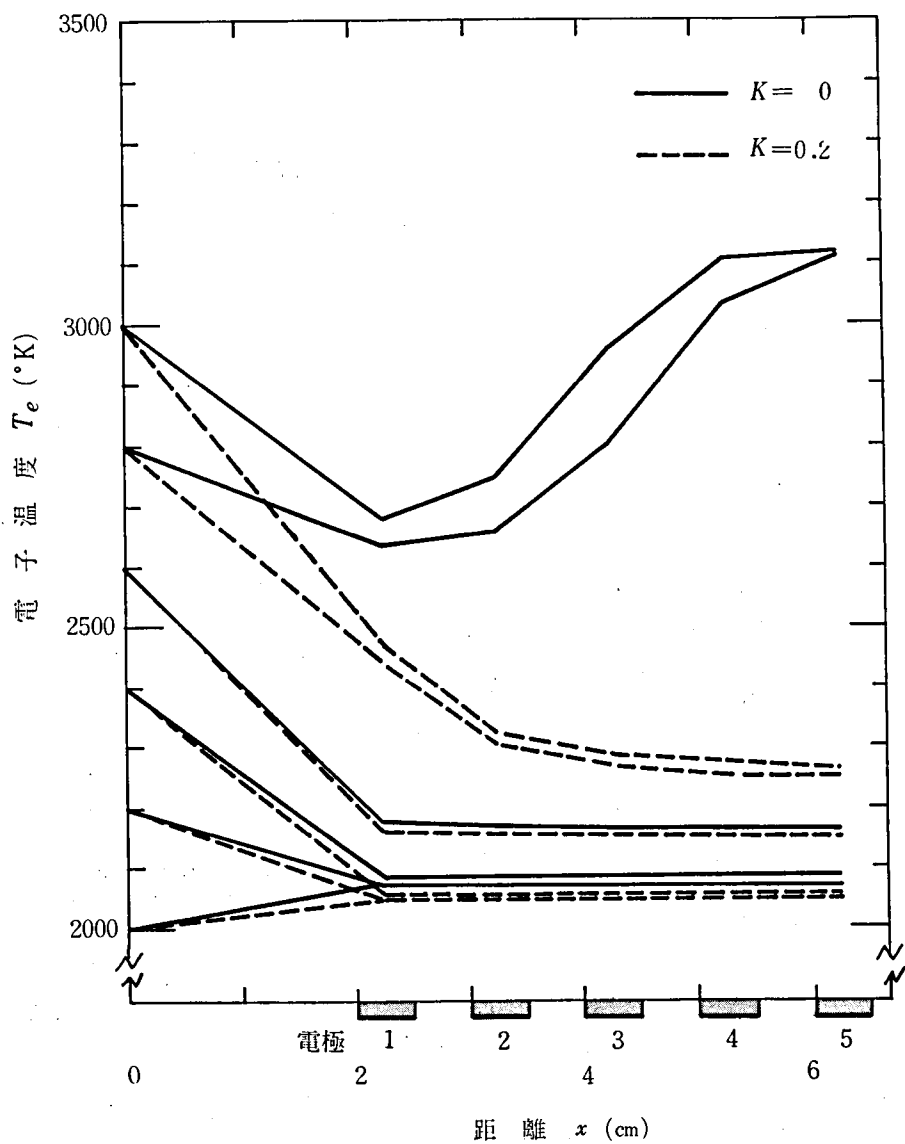


第4.5.2図 発電ダクト内の電子温度分布  
 ダクト断面：2 cm 正方， $B=2$  T  
 $\sigma/\sigma_w=100$ ， $x=0$  で予備電離  
 $A+0.14\%$  K， $T_g=2000$  °K， $P_g=1$  atm  
 $u=280$  m/sec， $\delta_{eff}=30$ ， $K=0$  および  $0.2$



第4.5.3図 発電ダクト内の電子温度分布  
 $\delta_{eff} = 30$ ,  $K=0.4$ および $0.6$   
 他の条件は第4.5.2図に同じ





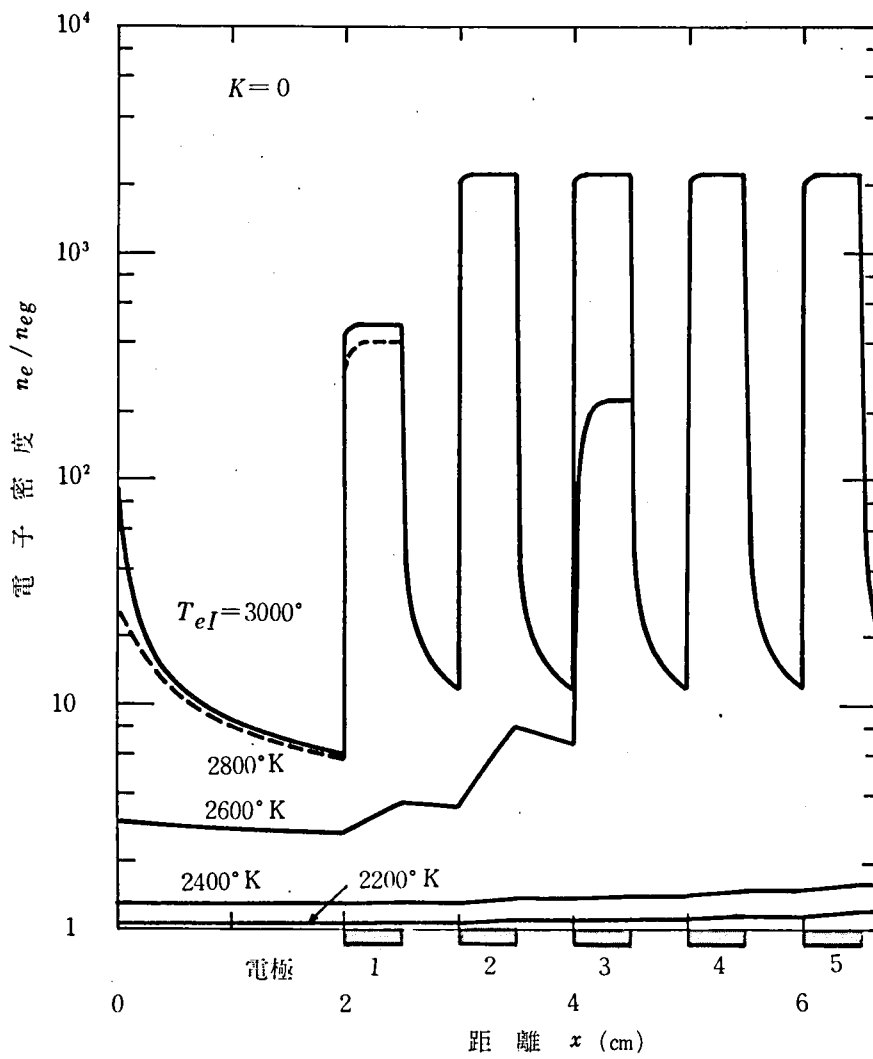
第4.5.4図 発電ダクト内の電子温度分布  
 $\delta_{eff} = 100^\circ$ ,  $K=0$ および $0.2$   
 他の条件は第4.5.2図に同じ

第 4.5.2 ~ 4.5.4 図は、実効弾性衝突損失パラメータ  $\delta_{eff}$  が 30 および 100 の場合の発電ダクト内  $x$  方向の電子温度分布を示す。作動ガスの平均導電率と壁面導電率との比  $\sigma_g/\sigma_w$  を 100 と仮定し、負荷率をパラメータにとってある。図の折れ線グラフは各電極区間の電子温度を、便宜上直線で結んだものであるが、実際は各電極区間ごとに電子温度は一定に保たれ、絶縁区間ではすべて  $T_e = T_g = 2000^\circ\text{K}$  である。

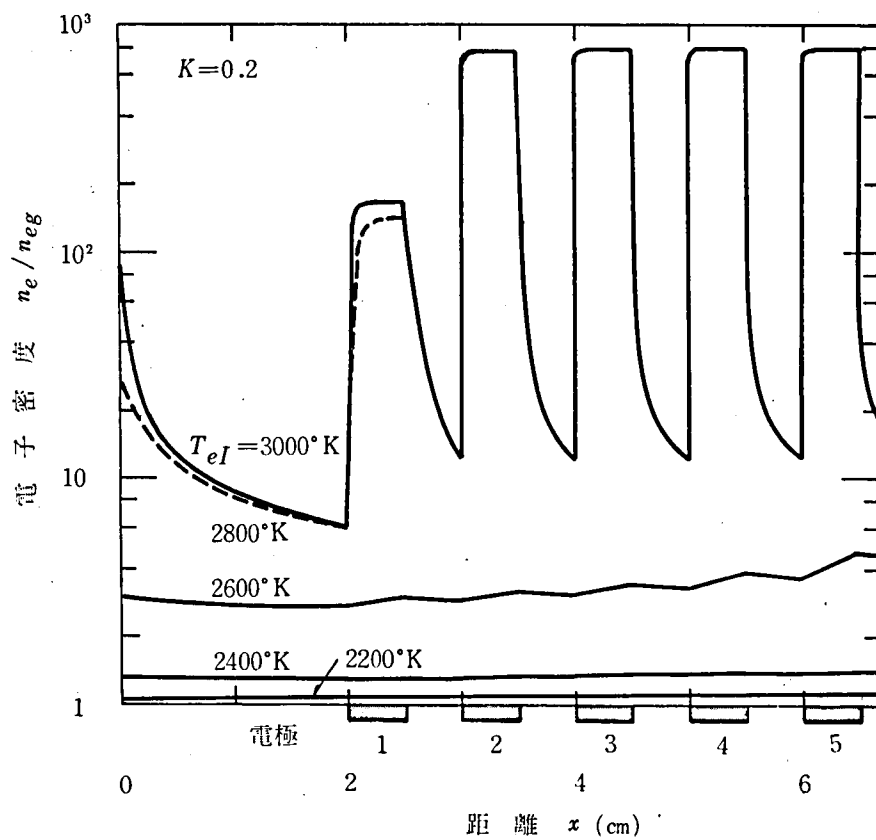
負荷率  $K$  が小さい場合は、下流へ行くに従い Joule 加熱による電子温度  $T_e$  の上昇が見られるが、 $\delta_{eff} = 30$  で  $K = 0.6$ 、 $\delta_{eff} = 100$  で  $K = 0.2$  にもなると、 $T_e$  は単調に減少する。ここには示していないが、絶縁が理想的な場合すなわち  $\sigma_g/\sigma_w = \infty$  のときは予備電離を行なわなくても、 $\delta_{eff} = 30$  に関し、 $K = 0$  で  $T_e = 4280^\circ\text{K}$ 、 $K = 0.6$  で  $T_e = 2600^\circ\text{K}$  がすべての電極区間で得られる。また、 $\delta_{eff} > 300$  では、いずれの場合も Joule 加熱効果が生じないことも分った。

第 4.5.5 ~ 4.5.10 図に、上記の  $\delta_{eff} = 30$  および 100 の例に対応する電子密度比  $n_e/n_{eg}$  の  $x$  方向分布を示す。ただし、 $n_{eg}$  はガス温度  $T_g = 2000^\circ\text{K}$  に対する熱平衡電離の電子密度であり、 $n_{eg} = 3.59 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  である。

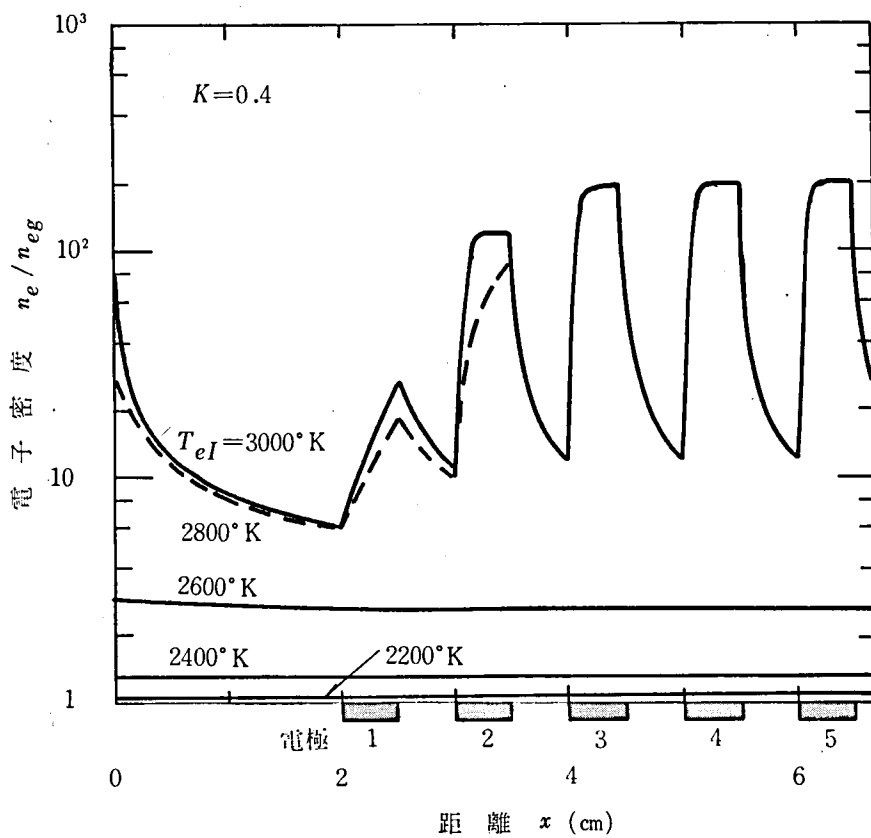
予備電離により初期電子密度を高くすれば、低い負荷率の場合、電子密度の累積現象が生じることが分る。しかし、この計算では、作動ガスの電離不安定性を考慮していないので、 $n_e/n_{eg} > 100$  となるような電子温度領域での安定性については別に検討する必要がある。



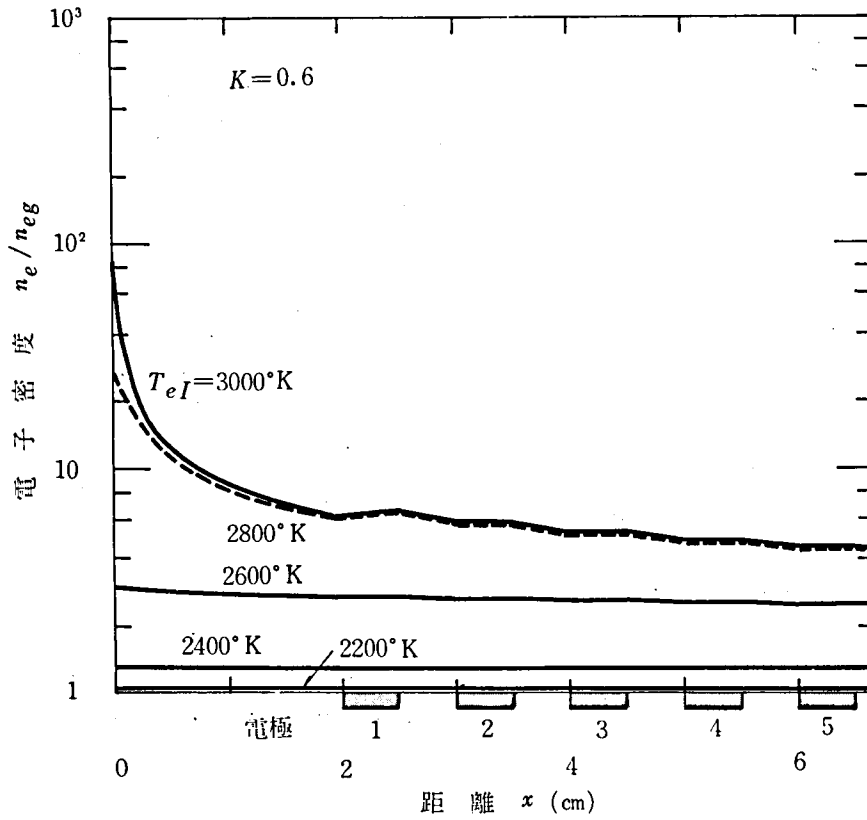
第4.5.5図 発電ダクト内の電子密度分布  
 $\delta_{eff} = 30, K=0$   
 $x=0$  で予備電離 (電子温度  $T_{el}$ )  
 計算条件は第4.5.2図に同じ  
 $n_{eg} = 3.59 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$



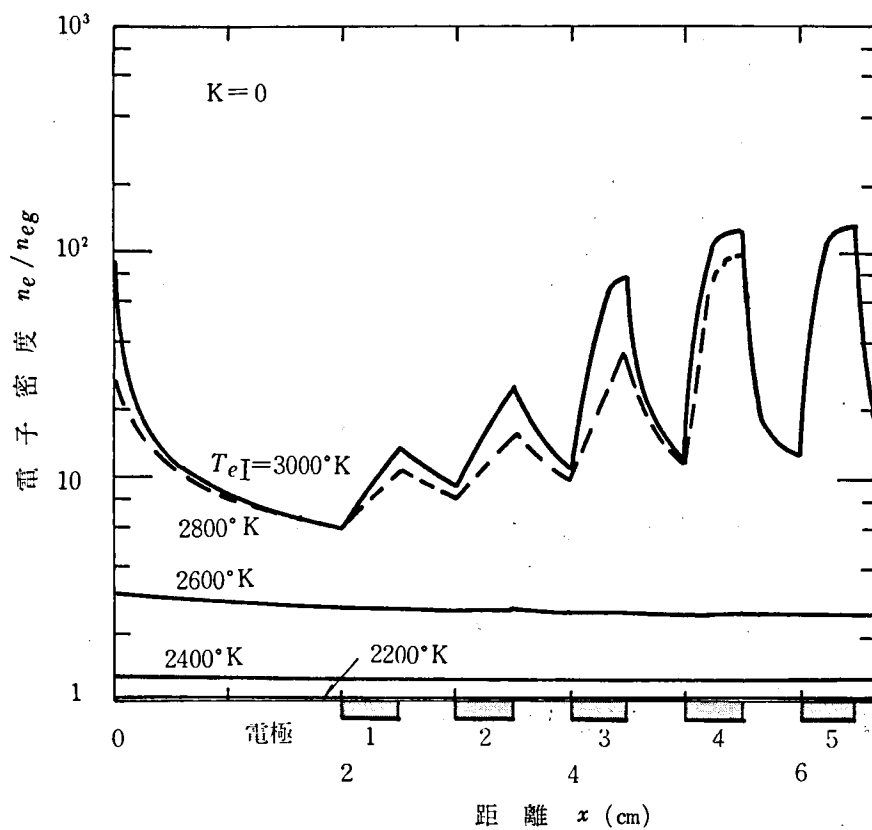
第4.5.6図 発電ダクト内の電子密度分布  
 $\delta_{eff} = 30, K = 0.2$   
 他の条件は第4.5.5図に同じ



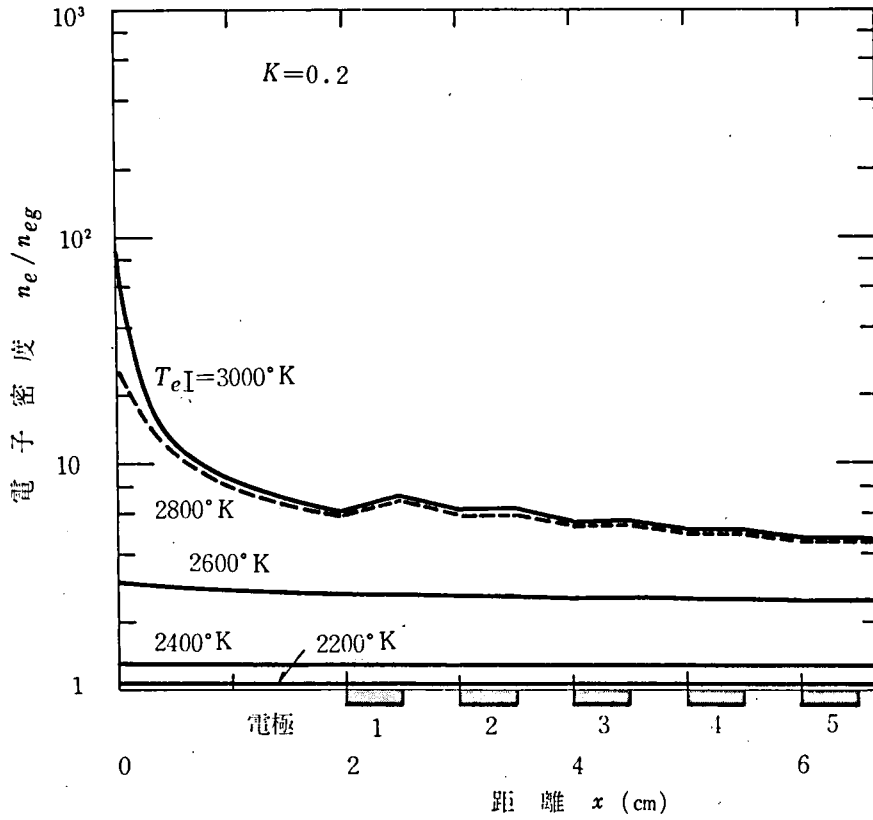
第4.5.7図 発電ダクト内の電子密度分布  
 $\delta_{eff} = 30$ ,  $K = 0.4$   
 他の条件は第4.5.5図に同じ



第4.5.8図 発電ダクト内の電子密度分布  
 $\delta_{eff} = 30$ ,  $K = 0.6$   
 他の条件は第4.5.5図に同じ



第4.5.9図 発電ダクト内の電子密度分布  
 $\delta_{eff} = 100$ ,  $K=0$   
 他の条件は第4.5.5図に同じ



第4.5.10図 発電ダクト内の電子密度分布

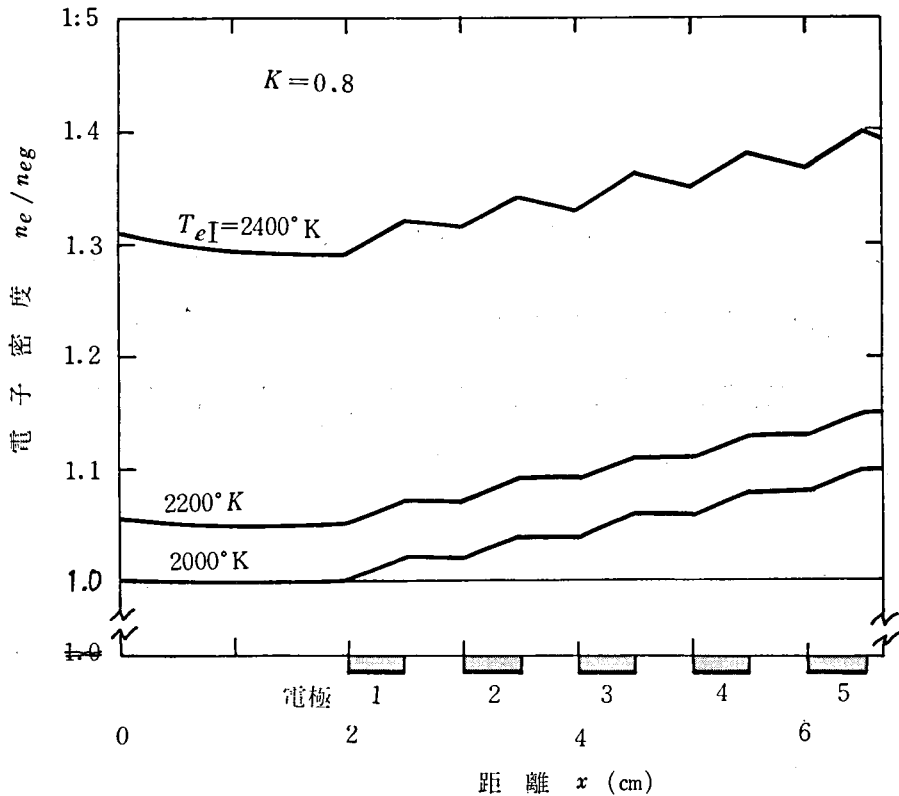
$$\delta_{eff} = 100, K = 0.2$$

他の条件は第4.5.5図に同じ

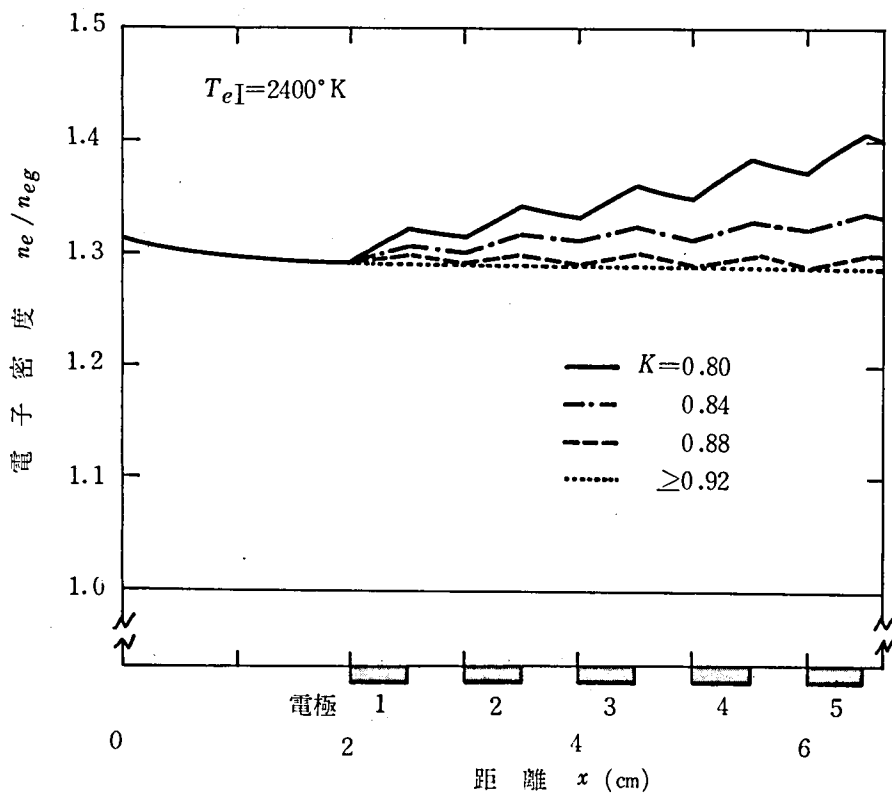


第4.5.1 1図は  $\sigma_g/\sigma_w=\infty$  の場合の電子密度の変化を示す。 $\delta_{eff}=100$ ,  $K=0.8$  の条件の下でも電子密度は増加して行く。また、第4.5.1 2図は予備電離による電子温度  $T_{e1}=2400^\circ\text{K}$  のとき、大きい負荷率での電子密度の変化を示したもので、負荷率が低下するにつれ、出力電流が増加して、電子密度の累積現象が現われる<sup>33)</sup>。

第4.5.9～4.5.1 0図と第4.5.1 1～4.5.1 2図とを比較すると、第3章で述べた壁面導電による影響が明確に生じており、Joule加熱によるガス導電率(電子密度にほぼ比例する)の上昇を期待するためには、電極間絶縁をよくすることが必要であ



第4.5.1 1図 発電ダクト内の電子密度分布  
 $\delta_{eff}=100$ ,  $\sigma/\sigma_w=\infty$ ,  $K=0.8$   
 他の条件は第4.5.5図に同じ



第4.5.1.2図 発電ダクト内の電子密度分布  
 $\delta_{eff}=100, \sigma/\sigma_w=\infty, K \geq 0.8$   
 他の条件は第4.5.5図に同じ

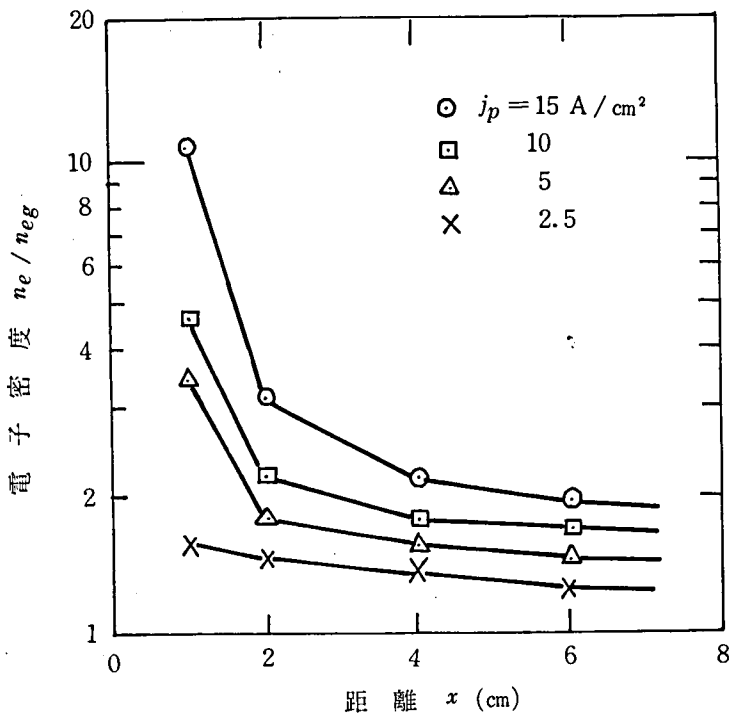
る。しかし、予備電離を行なえば、壁面導電効果を軽減し、さらに電子密度の上昇緩和時間を短縮することができるので、実際にはこの方法をとるのが材料選択の面からも有利であると思われる。

#### 4.6 電離緩和に関する実験<sup>34), 35)</sup>

以上に述べた Faraday 形発電ダクト内の電離緩和の解析結果を実際に確かめるために、第 4.5.1 図に示した電極配置のダクトで、 $l_i = 1\text{cm}$ として実験を行なった。

作動ガスはカリウムを 0.14% シードしたアルゴンで、これをプラズマ・ジェットで加熱し、流量  $30\text{ g/sec}$  で、温度  $2000^\circ\text{K}$ 、圧力  $1\text{ atm}$  とした。ガス温度は

W-W/R<sub>e</sub>-26%熱電対を用いて、補助放電電極のすぐ上流で測定した。作動ガスの平均流速は 280 m/sec である。ダクト内電子密度はガス導電率に比例するものと仮定し、電子の Joule 加熱を生じない程度の  $10^{-3}$  A/cm<sup>2</sup> 以下の微小電流を発電部対向電極間に流し、その電流密度とダクト  $z$  方向に挿入したタングステン・プローブにより求めた電界とからガス導電率を求め、熱平衡時、すなわち補助放電なしの場合と比較して、 $n_e/n_{eg}$  を得た。

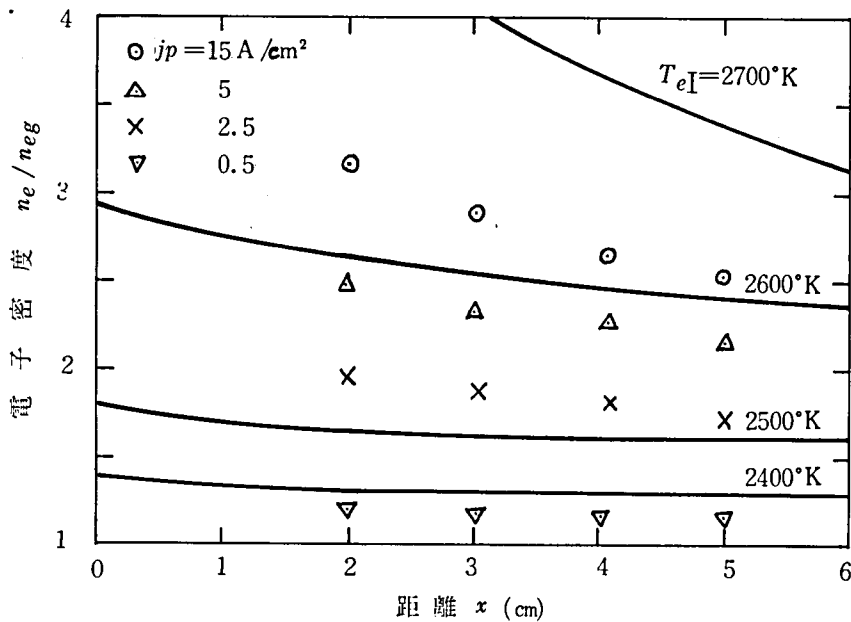


第4.6.1図 電子密度の緩和  
 $x=0$  で電離。  
 放電電流密度  $j_p = 2.5 \sim 15$  A/cm<sup>2</sup>  
 $A+0.14\%K$ ,  $T_g = 2000^\circ K$ ,  
 $P_g = 1 \text{ atm}$ ,  $u = 280 \text{ m/sec}$

第 4.6.1 図は補助放電電流密度  $j_p$  を変化させたときの下流 4 点における電子密度比  $n_e/n_{eg}$  の測定値である。この結果は第 4.4.4 図の  $x-(n_e/n_{eg})$  曲線と傾向はよく一致しており、緩和時間がかなり短いことは、再結合が 2 電子 3 体衝突再結

合によるものであることを支持している。しかし、緩和時間は計算値よりも短かく、Hinnovの式(4.4.4)の係数を約3倍した場合に近似する。この緩和時間の短縮の原因として、放電電極空間における電流密度の不均一が考えられる。すなわち、実験での電流密度  $j_p$  は単に放電電流を電極表面積で除したものであるが、実際には下流ほど電流密度は増加しているはずであり、極端に電子密度が上昇して、後端附近ではプラズマの電離不安定が生じるものと思われるが、この実験では確認できなかった。

第4.6.2図は上とほぼ同一条件での実験結果であり、補助放電部の電子温度  $T_{eI}$  に対応する緩和の理論曲線をも同時に示した。第4.3.5図の電流密度と電子温度との関係から見ると  $j_p = 15 \text{ A/cm}^2$  では  $T_{eI} = 2900^\circ\text{K}$  に達しているはずであるが、実験結果からは約  $2600^\circ\text{K}$  であり、一方、 $j_p$  が小さい場合は理論値と実験値との間の差異が少ないことから、上記の放電電極部での電流不均一による電離不安定の存



第4.6.2図 電子密度の緩和

$x=0$  で電離、放電電流密度  $j_p = 0.5 \sim 15 \text{ A/cm}^2$

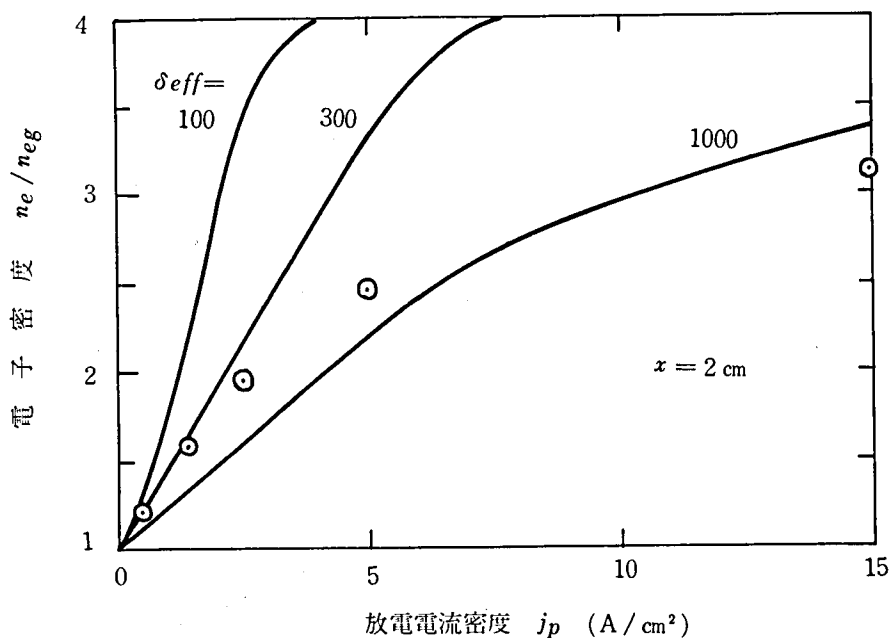
— : 理論値

$A+0.04\%$ ,  $T_g = 2000^\circ\text{K}$ ,  $P_g = 1 \text{ atm}$

$u = 280 \text{ m/sec}$

在を間接的に類推することができる。

第4.6.3図は  $x=2\text{ cm}$  の点における電子密度の補助放電電流密度による変化を示す



第4.6.3図 予備電離放電電流と下流の電子密度との関係  
 $x=0$  で電離, — : 理論値

もので、理論値と比較すると、実効衝突損失パラメータ  $\delta_{eff}$  が300以上という非常に大きな値になっているが、これは作動ガス中の不純物ならびにシードの不均一等のすべての損失機構が含まれているためと思われる。

#### 4.7 結 言

以上、本章では非平衡電離方式のFaraday形MHD発電ダクト内の作動ガスに関する電離緩和現象を理論的に解析し、さらに実験によってその妥当性を検討した結果を述べた。種々の計算例は、本研究で使用した小形の実験装置の実験条件に準拠して

求めたものであり，実用規模の発電機においてはやや様相を異にすると思われるが，検討の過程，方法は充分利用しうるものと思われる。本章で得られた結果をまとめるとつぎのようになる。

- (1) 非平衡電離方式の発電ダクト内の電離緩和には種々の電子-イオン再結合過程が関与することが考えられるが，アルゴン-カリウム混合ガスが作動ガスである場合，2電子3体再結合が優勢であり，実験的にも確かめることができた。
- (2) 作動ガス中の電子のエネルギー損失は主ガス原子との弾性衝突によるもののほか，ダクト寸法が小さい場合はイオンとの放射再結合による損失および励起シード原子の共鳴放射損失が大きく，電子のJoule加熱による作動ガス導電率を理論的に求めるに際しては，これらの損失を一括して考えた実効衝突損失パラメータを用いると便利である。
- (3) Faraday形ダクトにおいて，非平衡電離状態の進展に伴なりガス導電率の累積を得るには，発電機の負荷率を小さくする方が望ましいが，発電部上流における予備電離を有効に行なうことによって，ある程度負荷率を大きくすることができる。
- (4) 予備電離のための補助放電電流を大きくするほど発電部の初期電子密度は大きくなるが，再結合率もまた大きくなるため，有効な予備電離には限度があり，これ以上に電子の予備加熱を行なうことは意味をもたない。
- (5) このほか，作動ガス導電率の発電ダクト内での上昇を生じさせるためには，電子の衝突断面積の大きい不純物を少なくすると同時に，ダクト壁面の絶縁をなるべくよくする必要がある。

## 第5章 Faraday形発電ダクトによる実験

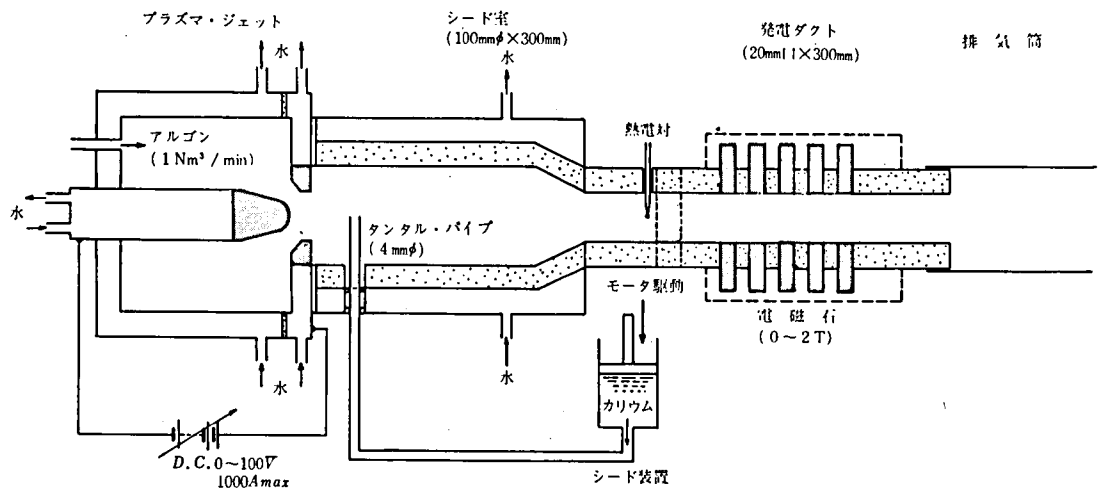
### 5.1 緒言

非平衡電離方式のFaraday形MHD発電に関する実験装置としては、イタリアC N E Nの吹流し閉ループ(作動ガス:  $\text{He} + \text{Cs}$ , 流量:  $0.05 \sim 0.2 \text{ Kg/sec}$ )<sup>36)</sup>および西ドイツK F AのA R G A S ( $\text{A} + \text{Cs}$ ,  $2 \sim 4.8 \text{ Kg/sec}$ )<sup>37)</sup>, 国内にあっては原研の装置( $\text{A} + \text{K}$ ,  $0.06 \sim 0.1 \text{ Kg/sec}$ )<sup>38)</sup>が比較的大形のものであり, このほか種々の形式の多くの実験装置により得られた実験結果が数多く発表されている。そして, 作動ガスの非平衡電離に関するKerrebrockの理論<sup>16)</sup>は実際の発電装置に対し, そのまま適用するのが困難で, ガス純度の影響, 磁界中のプラズマ不安定性など, 附随する問題が多く現われることが指摘されている。たとえば, Brederlowら<sup>39)</sup>は作動ガスの非平衡導電率が磁界中にある場合は, プラズマ不安定性のために減少すること, また, 実効Hallパラメータも同様に減少することを明らかにしている。非平衡電離プラズマの不安定現象には磁気音波不安定と熱電離不安定との2種類があり, 前者はHallパラメータが2~3以下の場合に, 後者はそれ以上の場合に現われて, いずれも導電率およびHallパラメータの実効値を減少させるものである。Fischer<sup>40)</sup>はダクト内の電流分布を測定し, 電流が陽極面上流側および陰極面下流側に集中すること, そして, それらの部分で非平衡電離が強く生じて熱電離不安定を生じることを明らかにしている。

本章では, カリウムをシードしたアルゴンを作動ガスとして, Faraday形発電ダクトに関して行なった実験について述べ, 作動ガス導電率に対する磁界の影響, ダクト内の電位分布, 予備電離の効果などにつき, 前章までに述べてきたこととの対照ならびに考察を行なうことにする。

### 5.2 実験装置の概要<sup>41)</sup>

本研究の実験に使用した装置主要部の概略を第5.2.1図に示す。作動主ガスは工業用アルゴン(純度99.97%)で, ポンベ集合装置より減圧弁, 流量計を経て加熱用プラズマ・ジェット(電気入力最大100 kw)に入る。ここで加熱されたガスは20



第5.2.1図 実験装置本体の概略図

mmφ の陽極ノズルよりシード室に入り、シード蒸気と混合される。シードは金属カリウムをシリンダー内で溶融し、モータ駆動のピストンで適量のシード比になるよう押出され、シード室中心軸まで挿入したタンタル・パイプ（内径 4 mm）の先端で蒸発する。

シード室に続く発電ダクトは、多孔質アルミナ磁器ブロックと黒鉛電極で構成される内寸法 20 mm×20 mm×300 mmのもので、電極の配置は実験目的に応じて任意に組み変えることができる。ダクトを出た作動ガスは排気筒を経て屋外へ放出される。いわゆる Open loop の blow-down 方式をとっている。

磁界は磁極間隔可変の銅・鉄電磁石により発生させ、発電ダクト部で高さ 80 mm、長さ 200 mm の磁極間に最大 2.4 T（間隙 50 mm）の磁束密度を与えることができる。

標準の実験条件においては、作動ガス流量 29.5 g/sec（1.0 Nm³/min）、加熱電力約 60 kW、ガス温度 2000 °K、ガス圧力約 1 atm、カリウム・シード比 1.4 mol% である。作動ガス温度はダクト入口部分に W/W-26% Re 熱電対を挿入して測定し、プラズマ・ジェットの入力を加減して一定に保つようにした。

プラズマ・ジェットおよびシード室の外壁は水冷してあるが、発電ダクトはとくに冷却せず、いわゆる hot wall 形とした。発電ダクトの基本構造は第 4.5.1 図に示



したとおりで、必要に応じ、電極およびプローブの配置を変更して実験を行なった。

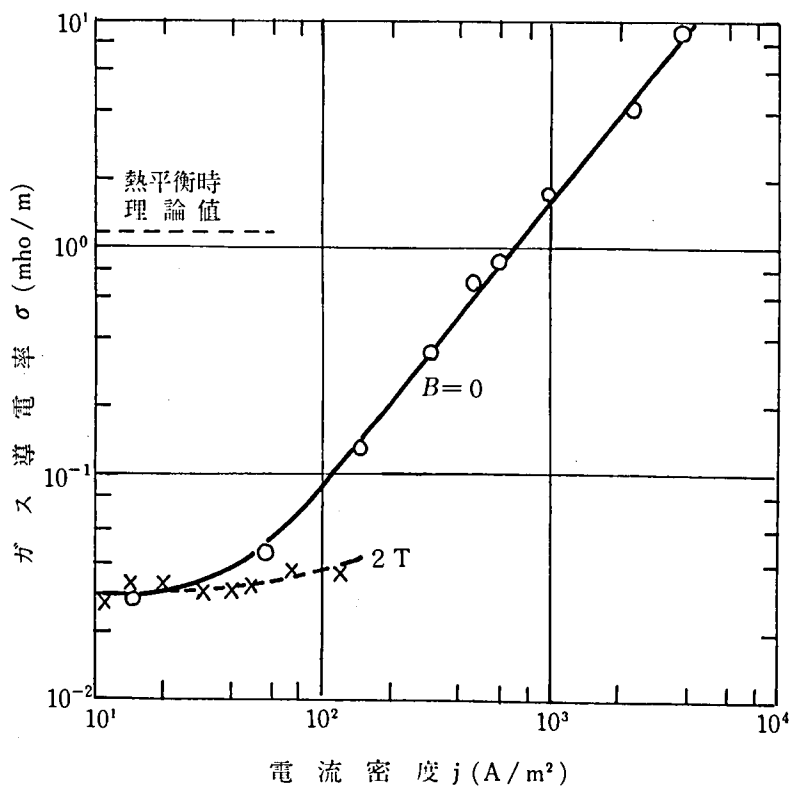
電極およびプローブの電位、ダクト内電流等はすべて適当な直流増幅器を介して、ペン書オシログラフに記録し、時間的変動をも観測できるようにした。

### 5.3 磁界中の作動ガス導電率

作動ガス中電子の Joule 加熱に関する Kerrebrock の理論<sup>16)</sup>は、本来、磁界のない場合のガスについて提唱されたものであり、その後、各所で行なわれた発電実験では、磁界中における非平衡電離が予期するほど顕著に得られていない。これはガス温度が比較的 low、さらに磁界によってガスの初期導電率が減少させられる結果、発電ダクト内部の  $u \times B$  起電力をもってしては充分な Joule 加熱が生じ難いことが一つの理由であると考えられる。ここでは、強制的に電流を流した場合の磁界中の作動ガス導電率を測定した結果について述べる。

第 5.3.1 図は対向電極間距離  $h = 2 \text{ cm}$ 、電極長さ  $c = 0.5 \text{ cm}$  で、外部から電圧を印加して、電極間に挿入した  $1 \text{ cm}$  間隔のプローブにより内部電界を求めて得たガス導電率を示す<sup>42)</sup>。ガス温度  $T_g = 1700^\circ\text{K}$ 、圧力  $p_g = 1 \text{ atm}$ 、シード比  $\epsilon_s = 0.1\%$ 、磁界  $B = 0 \sim 2 \text{ T}$  で、磁界は電流の向きに垂直である。

$B = 0$  の場合、電流密度  $3 \times 10^2 \text{ A/m}^2$  以上で電子の Joule 加熱による導電率  $\sigma$  の上昇が見られ、 $\log \sigma$  の勾配は第 2.4.4 図の理論曲線とほとんど一致するが、 $\sigma$  の絶対値は低く、熱平衡状態においては、図中に示した理論値よりかなり小さい。

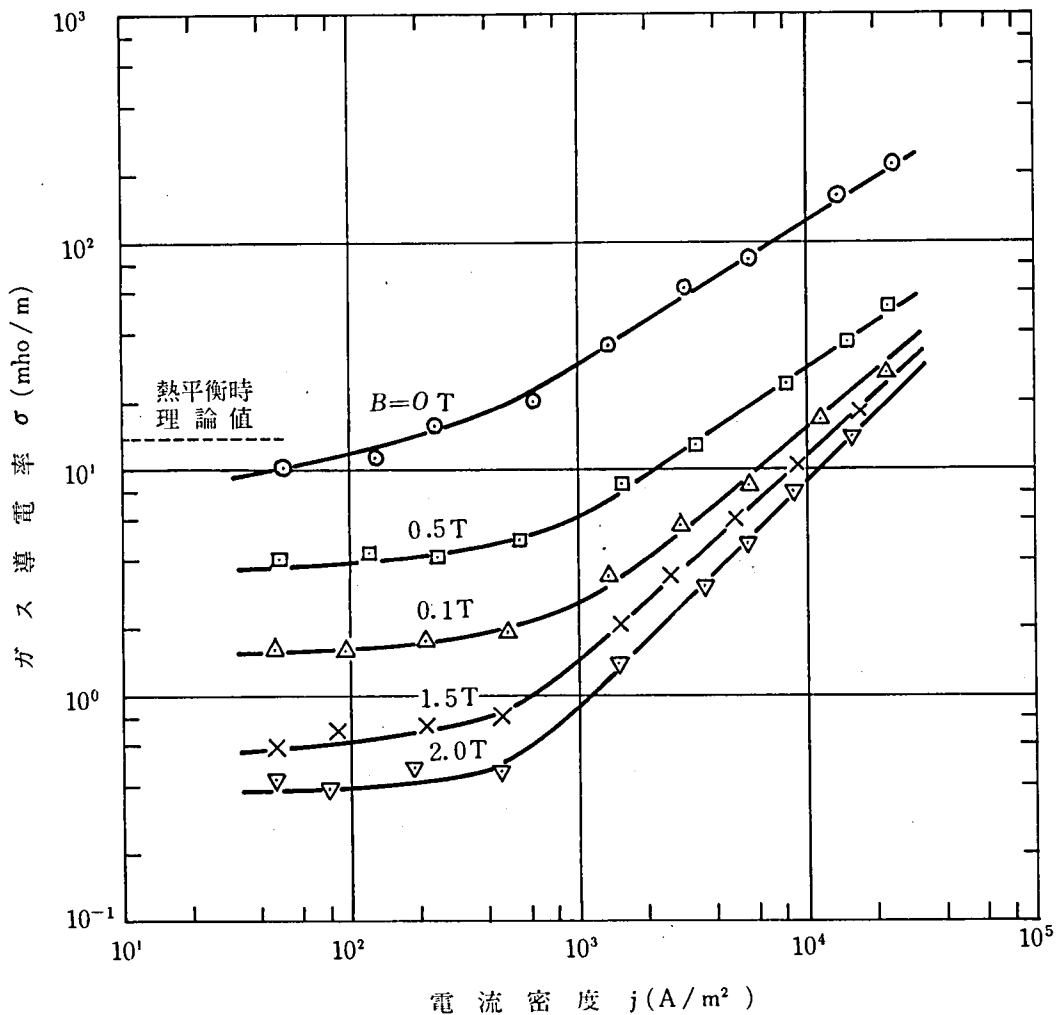


第5.3.1図 Joule加熱による作動ガス導電率の変化  
 $A=0.14\%K$ ,  $T_g=1700^\circ K$ ,  $p_g=1\text{ atm}$   
 $B=0$ および $2\text{ T}$

これは作動ガス中の不純物（プラズマ・ジェット黒鉛電極の蒸発物質ならびにカリウム保管に使用したケロシンの残渣）の影響によるものと推察される。  $B=2\text{ T}$ の場合は、Joule加熱が生じ難く、電圧印加用電源の最大電圧範囲内では $\sigma$ の上昇を生じるほどの電流を流し得なかった。

つぎに、第5.3.2図は  $T_g=2000^\circ K$ ,  $p_g=1\text{ atm}$ ,  $\epsilon_s=0.14\%$ で上と同様な実験を行なった結果を示す。

磁界 $B$ を増すに従って導電率 $\sigma$ は減少し、次第に飽和する傾向がある。 $B=0$ における電流密度 $j$ と導電率 $\sigma$ との関係は第4章の再結合放射および共鳴放射の両損失を考慮した第4.4.9図の曲線⑥に極めてよく一致しており、このような小形のダクトで



第5.3.2図 磁界中の作動ガス導電率と電流密度との関係  
 $A+0.14\%K$ ,  $T_g=2000^\circ K$ ,  $P_g=1\text{atm}$   
 $B=0\sim 2\text{ T}$

は放射損失の影響が大きいことが確められた。

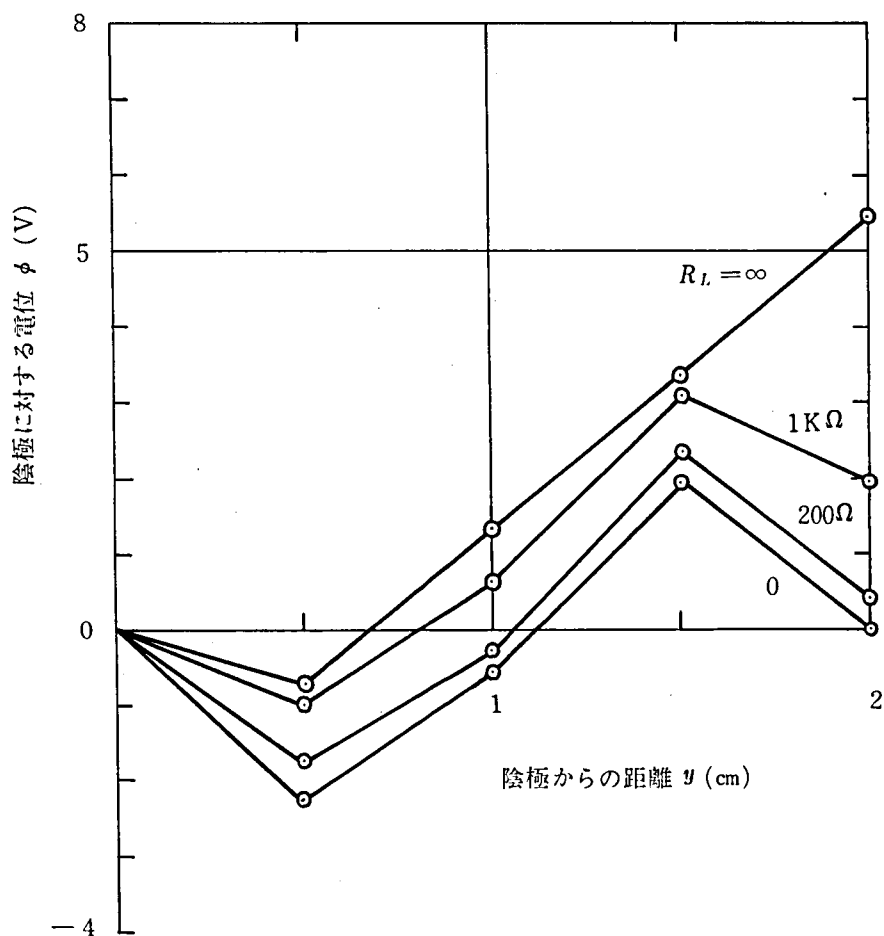
#### 5.4 発電ダクト内の電位分布<sup>45)</sup>

本研究で使用したような小形の実験装置では発電ダクト断面積を大きくとることができないため、ダクト壁近傍のガス境界層の影響が強く現われ、発電出力を極端に低

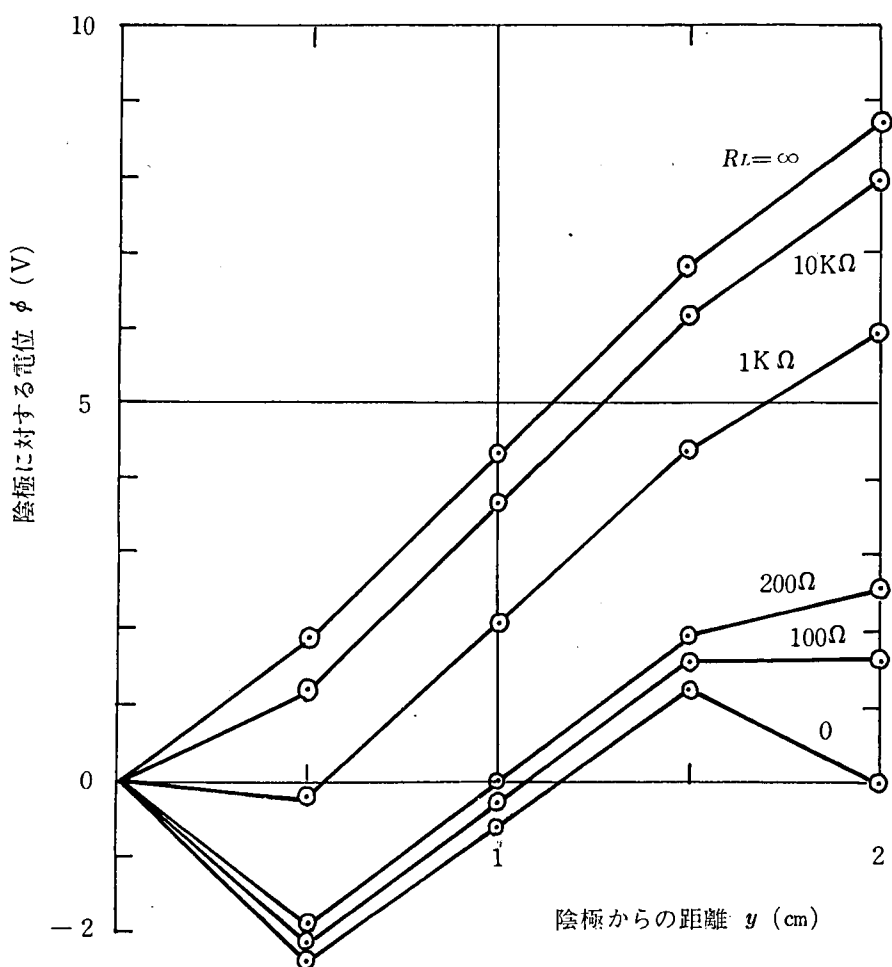
下させる原因になる。境界層においては、陽極表面の電圧降下のほか、温度ならびに流速の低下によるガス導電率ならびに起電力の変化が生じる。ここでは、Faraday形ダクトの対向電極間 $y$ 方向の電位分布を測定し、負荷電流との関係を調べた。

実験に使用したダクトは第4.5.1図に示したものとほぼ同形であるが、補助放電電極は発電部の上流4cmにある。放電電極の表面積は $2\text{ cm}^2$ 、発電電極のそれは $1\text{ cm}^2$ であり、電極間に挿入した3本のプローブの間隔は $0.5\text{ cm}$ ずつにとった。

作動ガス温度 $T_g = 2000^\circ\text{K}$ 、壁表面温度 $T_w = 1700^\circ\text{K}$ 、磁界 $B = 2\text{ T}$ の場合の対向電極間電位分布を第5.4.1および5.4.2図に示す。第5.4.1図は補助放電電流 $I_p = 0$ 、第5.4.2図は $I_p = 8\text{ A}$ を与えたときのもので、いずれも、負荷抵抗 $R_L$



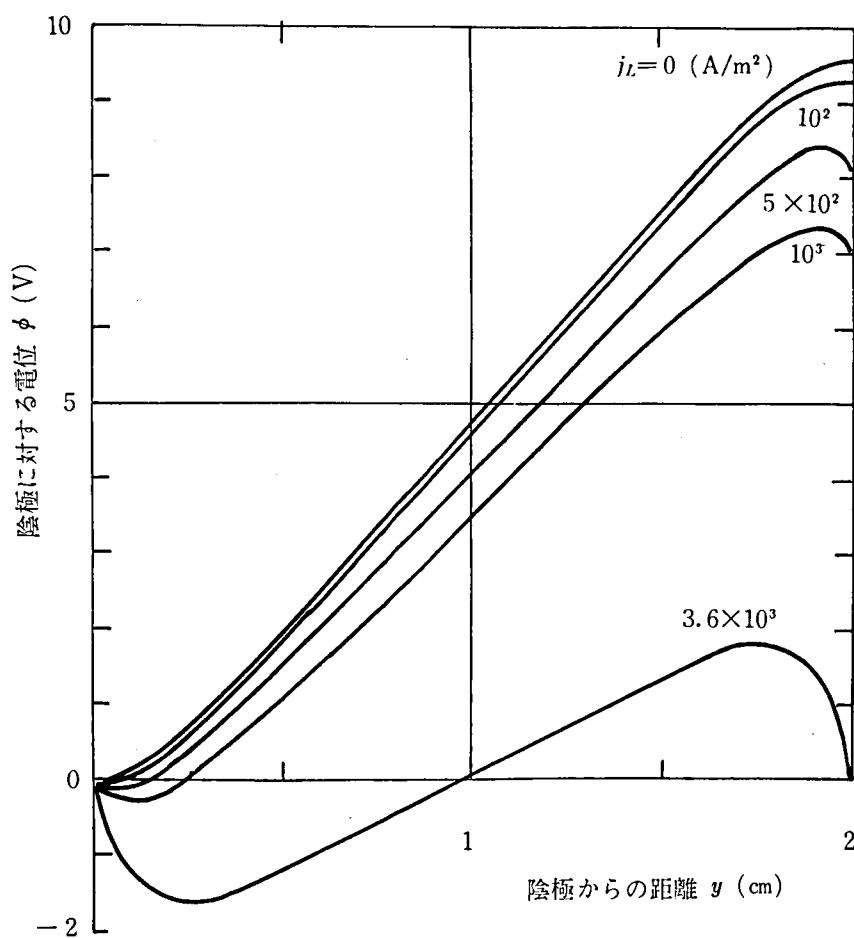
第5.4.1図 Faraday形ダクト内の電位分布  
 $A+0.14\%K$ ,  $T_{g0}=2000^\circ\text{K}$ ,  $P_g=1\text{ atm}$ ,  $u_0=280\text{ m/sec}$   
 $B=2\text{ T}$ ,  $T_w=1700^\circ\text{K}$ , 補助放電電流  $I_p = 0\text{ A}$



第5.4.2図 Faraday形ダクト内の電位分布  
 $A+0.14\%$ ,  $T_{g0}=2000^\circ\text{K}$ ,  $P_g=1\text{atm}$   
 $u_0=280\text{m/sec}$ ,  $B=2\text{T}$ ,  $T_w=1700^\circ\text{K}$   
 補助放電電流  $I_p=8\text{A}$

を増して行くと、出力電圧 ( $y=h=2\text{cm}$ での電位) は  $u B h$  に近づくが、 $R_L = \infty$  の端子開放状態でも  $u B h$  に到達しないのは第3章で述べた電極間の洩漏抵抗が存在するためである。しかし、補助放電電流を増加すると、電位分布は改善される。これは、予備電離により作動ガスの導電率が増加して壁面導電効果をある程度補償すると同時に、境界層における非平衡電離を容易にするためと考えられる。

第5.4.3図は、作動ガス流を平行平板に沿う非圧縮性流れで近似し、Blasiusの



第5.4.3図 Faraday形ダクト内の電位分布 (計算値)  
 $A=0.14\%$ ,  $T_{g0}=2000^\circ\text{K}$ ,  $P_g=1\text{atm}$   
 $u_0=280\text{m/sec}$ ,  $B=2\text{T}$ ,  $T_w=1700^\circ\text{K}$

境界層近似解<sup>44)</sup>を用いて計算した電位分布である。このときの流速分布は

$$u(y) = u_0 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{2y}{h} \right)^n \right] \quad (5.4.1)$$

ガス温度分布は

$$T_g(y) = T_{g0} \left[ 1 - \kappa \left( 1 - \frac{2y}{h} \right)^n \right] \quad (5.4.2)$$

で表わされる。ただし、 $u_0$ 、 $T_{g0}$  は中心流の流速、温度であり、 $h$  はダクト高さす

なわち電極間距離である。また、 $\kappa = (T_{go} - T_w) / T_{go}$  で、 $T_w$  は壁温度を示す。

第 5.4.3 図は  $n=6$  において求めたもので、(5.4.1) 式で  $u/u_o < 0.9$  となる部分を境界層と見做すと、その厚さは約 2 mm になる。第 5.4.1 および 5.4.2 図の実験では、プローブ間隔を小さくとることができなかったため、境界層内の電位分布は不明であるが、第 5.4.3 図の計算値と比較すれば、電極近傍での電界が逆転することは明らかであり、このため境界層を無視した場合に比べ、出力電圧が低下することになる。また、短絡時の残留電界は約 400 V/m もあり、このため短絡電流は  $T_g = T_{go} = 2000^\circ\text{K}$ 、 $uB = 560\text{ V/m}$ 、 $\sigma = 12.8\text{ mho/m}$  から計算した  $7.2 \times 10^3\text{ A/m}^2$  より小さく、境界層を考慮した計算値は  $3.6 \times 10^3\text{ A/m}^2$ 、実験値は  $2.0 \times 10^3\text{ A/m}^2$  になった。これらの値の相違は、計算に際して電極の電子放出能を考慮しなかったこと、および実験に際してシード附着など壁面の条件変化を制御できなかったことなどに起因しているものと思われる。

## 5.5 結 言

以上、本章では、作動ガス導電率に対する磁界の影響ならびに発電ダクト内の電位分布を、Faraday 形ダクトに関して測定した結果を述べた。これらの測定結果は、つぎのようにまとめることができる。

- (1) 磁界がない場合、電流密度  $3 \times 10^2\text{ A/m}^2$  以上の領域でガス導電率の上昇が生じ、その増加は Kerrebrock の理論曲線とよく一致する。磁界が大きくなると、導電率は次第に減少し、飽和する傾向を示す。
- (2) 磁界がない場合の電流密度と導電率との関係は、再結合放射および共鳴放討の損失を考慮した第 4 章の理論曲線によく一致し、小形のダクトでは放射損失の影響が大きいことが確められた。
- (3) 発電ダクト内の  $x$  方向の電位分布は Blasius の境界層近似解を用いて計算した結果と定性的にはよく対応する。境界層における作動ガスの流速および温度の分布から、電極近傍における電界の逆転が生じ、出力電圧の低下が説明できる。
- (4) 発電部上流で補助放電を行なえば、境界層における非平衡電離が容易になると同時に、壁面導電の影響が小さくなるため、境界層の電位分布が改善され、出力電圧が大きくなる。

以上の実験は、いずれも外部から強制的に電圧を印加して行なったもので、これらの結果が実際の発電特性とどのように関連するかについては、さらに大形の実験装置による発電実験にまたなければならない。また、ダクト内の電流密度および電界の詳細な分布を知るためにも大形のダクトによる実験が必要であろう。



## 第6章 結 論

以上，非平衡電離方式のMHD発電に使用される作動ガスに関し，その導電率に影響する種々の要因と，導電率を確保するための手段について述べた。本研究で得られた結果を要約するとつぎのようになる。

- (1) 高温ガス冷却炉を熱源としてMHD発電を行なう場合，炉から得られる作動ガスの温度はシード原子を十分に熱電離するには不足であって， $10 \sim 100 \text{ mho/m}$ という所要のガス導電率を得るには非平衡電離状態にする必要がある。そのもっとも有望な方法として，発電ダクト内部電界による電子のJoule加熱があるが，実際のダクト内では磁界が存在するため導電率がかなり減少する。
- (2) ガス導電率の減少の直接の原因は，ダクト壁境界層における漏洩電流，電流密度および電位分布の不均一，電離緩和作用，作動ガス・プラズマの不安定性のほか，電子のエネルギー損失を増大するガス中の不純物などである。本研究では，これらのうち，とくにダクト壁面での導電現象，電離緩和現象および電位分布について検討した。
- (3) 分割電極発電ダクトにおける作動ガスの導電率は，壁面の導電現象により低下する。絶縁材の高温における導電率増加，絶縁材表面に附着または浸透するシード物質の影響および境界層での電流漏洩などを一括して，ダクト壁の導電現象として取扱い，有効分割度 $r_s$ によりガスの有効導電率ならびに発電出力特性の変化を説明することができる。

とくにHallパラメータが大きい非平衡電離方式のMHD発電においては作動ガスと壁面の導電率比 $\sigma_o/\sigma_w$ を大きくする必要があることを明らかにした。そのためには，壁面の導電率を小さくする一方，補助放電により作動ガスの予備電離を行ない， $\sigma_o$ を高くするのが効果的である。また，作動ガス圧力を高くしてHallパラメータを減少させるのも一つの手段である。

- (4) 非平衡電離方式のMHD発電では，作動ガスの電離緩和現象は重要な問題の一つである。本研究においては，カリウムをシードしたアルゴン・ガスについて検討し，電子-イオン再結合過程は2電子3体再結合が優勢であることを明らかにした。ま

た、小規模の発電ダクトでの電子エネルギー損失には、弾性衝突による損失のほかに、電子-イオン再結合放射による損失および励起シード原子の共鳴放射損失が比較的大きな割合を占めることを明らかにした。そして、これらの損失を一括して考えた実効衝突損失パラメータ  $\delta_{eff}$  を用い、予備電離を行なう Faraday 形発電ダクト内の電子密度およびガス導電率の流れ方向の分布を推定することができた。

- (5) 非平衡電離方式の Faraday 形発電ダクトにおいて、非平衡電離の進展に伴う作動ガス導電率の累積を得るためには、発電機の負荷率が小さい方が望ましいが、予備電離を有効に行なうことにより、負荷率の大きい場合でも導電率累積が可能であることを明らかにした。
- (6) 予備電離により発電部の初期導電率を高くしようとする場合、電離緩和の時定数を考慮して、補助放電電極の位置および与えるべき電子温度の大きさを求める必要があり、補助放電部と発電部との間の距離が大きくなると、予備電離の効果は飽和する傾向にあることを明らかにした。このことから、補助放電に要する最適な電力を求めることができる。
- (7) 発電ダクト境界層における逆電界も、見かけのガス導電率を低下させる要因の一つである。Faraday 形ダクトについて理論的に検討した結果、発電部上流での予備電離により境界層における非平衡電離が容易になり、この部分のガス導電率が上昇して出力電圧も高くなることを明らかにした。また、実験によりこのことを確かめることができた。

以上の結果から、非平衡電離方式 MHD 発電において、発電出力に直接関連する所要のガス導電率を確保するには、発電ダクトの寸法をある程度以上大きくして境界層の影響を減じるとともに、補助放電による予備電離を併用することが極めて効果的であることが結論づけられる。

しかし、過度の非平衡電離状態すなわち、電子密度の過大は、ガス・プラズマの不安定を生じることになるが、この点は今後に残された大きな課題であろう。

## 謝

## 辞

本研究の遂行に当り、終始御懇切な御指導を賜わった京都大学教授 阪口忠雄 博士に深甚な謝意を表するものである。また、極めて有益な御助言、御激励を賜わった京都大学教授 大谷泰之博士ならびに 服部嘉雄 博士に対して、心からお礼を申上げる次第である。

実験装置の作製ならびに実験方法については、京都大学教授 板谷良平博士の貴重な御助言を戴いた。

実験および理論計算に関しては、京都大学工学研究所技官 督 寿之氏のほか、大学院在学中本研究に関与された江島義道氏、田中宏毅氏らに多大の労を煩わせた。ここに附記して感謝の意を表する。

なお、本研究は昭和38年度文部省科学研究費「原子炉熱の利用を目的としたMHD発電の研究」ならびに昭和41～43年度特殊研究費「MHD発電の動作ガス導電度の研究」の助成を受けて行なわれたものである。

## 参 考 文 献

- 1) Rosa, R. J.: "An Experimental Magnetohydrodynamic Power Generator," J. Appl. Phys., 31, pp. 735-736 (1960)
- 2) 服部, 野口, 田中: "原子炉を熱源とする M H D 発電", 京大工研彙報, № 37, pp. 1-15 (昭 45)
- 3) 荻原, 藤野: "M H D 発電の開発現状を探る", 原子力工業, 14, pp. 8-25 (昭 43)
- 4) Louis, J. F., Lothrop, J. and Brogan, T. R.: "Studies of Fluid Mechanics Using a Large Combustion Driven MHD Generator," Phys. Fluids, 7, pp. 362-374 (1964)
- 5) Schluter, A.: "Dynamik des Plasmas II, Plasma mit Neutralgas," Z. Naturforsch., 6a, pp. 73-78 (1951)
- 6) Rosa, R. J. et al.: "MHD for Emergency and Peaking Power Generation," Proc. Symp. Eng. Aspects MHD, 10th, M.I.T., pp. 129-133 (1969)
- 7) Klepeis, J. and Rosa, R. J. "Experimental Studies of Strong Hall Effects and  $U \times B$  Induced Ionization," AIAA J., 3, pp. 1659-1666 (1959)
- 8) Rosa, R. J.: "Magnetohydrodynamic Energy Conversion," Chap. 4, McGraw-Hill Book Co., New York (1968)
- 9) Cambel, A. B.: 棚沢ら訳 "プラズマ物理学と電磁流体力学", 第 7 章, 好学社 (昭 41)
- 10) Spitzer, L.: "Physics of Fully Ionized Gases," Chap. 5, Interscience Publishers, New York (1956)
- 11) Blackman, V. H., Jones, M. J. and Demitriades, A.: "MHD Power Generation Studies in Rectangular Channels," Proc. Symp. Eng. Aspects MHD, 2nd, Philadelphia (1961)

- 12) Brown, S. C.: "Basic Data of Plasma Physics," Tech. Press of M.I.T., Cambridge, Mass. (1966)
- 13) East, R. R. et al.: "Electrical Conduction in Alkali-Metal Seeded  $\text{CO}_2$ ," Plasma Phys., 11, pp. 889-893 (1969)
- 14) 阪口, 板谷, 野口, 大谷: "MHD発電の動作ガスの電離", 電気関係学会関西支部連大, S 1-2 (昭38)
- 15) Ellis, W. H. et al.: "Experiment and Theory of the Ionization and Recombination Kinetics in Plasmas ( $^3\text{He}$ ) Produced through Neutron irradiation," Proc. Intern. Symp. MHD Elec. Power Generation, Warsaw, paper SM-107/102 (1968)
- 16) Kerrebrock, J. L.: "Conduction in Gases with Elevated Electron Temperature," Proc. Symp. Eng. Aspects MHD, 2nd, pp. 327-346, Columbia Univ. Press, New York (1962)
- 17) 矢野: "MHD発電の展望", 日本物理学会誌, 22, pp. 568-577 (昭42)
- 18) Lin, S. C., Resler, E. L. and Kantrowitz, A.: "Electrical Conductivity of Highly Ionized Argon Produced by Shock Waves," J. Appl. Phys., 26, pp. 95-109 (1955)
- 19) Wright, J. K. and Swift-Hook, D. T.: "Magnetohydrodynamic Generation with Elevated Electron Temperature," Proc. Phys. Soc., 80, pp. 465-471 (1962)
- 20) Sakaguchi, T. and Noguchi, T.: "An Influence of Wall Conduction on the Plasma Conductivity in Segmented Electrode MHD Generator Duct," Tech. Repts. Eng. Res. Inst. Kyoto Univ., No. 146 (1969)
- 21) Dzung, L. S.: "Influence of Wall Conductance on the Performance of MHD Generators with Segmented Electrodes," Proc. Intern. Symp. MHD Elec. Power Generation, Salzburg, paper SM-74/4 (1966)
- 22) Heywood, J. B. and Womack, G. J. (eds.): "Open Cycle MHD Power Generation," Chap. 7, Pergamon Press, Oxford (1969)
- 23) Hurwitz, Jr., H., Kilb, R. W. and Sutton, G. W.: "Influence of Tensor Conductivity on Current Distribution in a MHD Generator,"

- J. Appl. Phys., 32, pp. 205-216 (1961)
- 24) Celinski, Z. N. and Fischer, F. W.: "Effect of Electrode Size in MHD Generators with Segmented Electrodes," AIAA J., 4, pp. 421-428 (1966)
  - 25) Allen, C. V.: "Astrophysical Quantities," The Athlone Press (1955)
  - 26) Griem, H. R.: "Plasma Spectroscopy," McGraw-Hill Book Co., New York (1964)
  - 27) Hinno, E. and Hirschberg, J. G.: "Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas," Phys. Rev., 125, pp. 795-801 (1962)
  - 28) Bates, D. R.: "Dissociative Recombination," Phys. Rev., 78, pp. 492-493 (1950)
  - 29) Hiramoto, T.: "Nonequilibrium Characteristics of the Working Plasmas for MHD Generators," J. Appl. Phys. Japan, 20, pp. 1061-1072 (1965)
  - 30) 森: "クロードサイクル方式について", 電気四学会連大, S.1-3 (昭44)
  - 31) Shirakata, H., Hiramoto, T. and Yano, S.: "Effects of Auxiliary DC Discharges on the Performance of a Linear MHD Generators Using Potassium-Seeded Argon Plasmas," J. Appl. Phys. Japan, 8, pp. 772-779 (1969)
  - 32) Bertolini, E., Toschi, R. and McNab, I.: "Relaxation Phenomena in MPD Generators," Proc. Intern. Symp. MHD Elec. Power Generation, Salzburg, paper SM-74/23 (1966)
  - 33) 野口, 田中, 阪口: "分割電極ダクトにおける電離緩和効果", 電気四学会連大, 165 (昭45)
  - 34) 野口, 田中, 阪口: "非平衡電離MHD発電作動ガスの電離緩和現象", 電気関係学会関西支部連大, S4-10 (昭44)
  - 35) 野口, 田中, 阪口: "非平衡電離MHD作動ガスの電離緩和", 電気四学会連大, 164 (昭45)
  - 36) Bertolini, E. et al.: "Closed Cycle M.H.D. Experiment with a Large Blow-Down Facility," Proc. Symp. Eng. Aspects MHD, 9th, Univ. of

Tennessee, pp. 130-141 (1968)

- 37) Bohn, T. and Komarek, P.: "Experiences and Experimental Results with the Closed Loop ARGAS II," Energy Conversion, 10, pp. 75-79 (1970)
- 38) 矢野: "原研の希ガス M H D 発電実験装置", 機械学会誌. 72, pp. 429-432 (昭 4 4 )
- 39) Brederlow, G., Feneberg, W. and Hodgson, R.: "The Conductivity in an Argon Potassium Plasma in Crossed Electric and Magnetic Fields," Proc. Intern. Symp. MHD Elec. Power Generation, Salzburg, paper SM-74/15 (1966)
- 40) Fischer, F. W.: "Experimental Determination of the Current Distribution in a Simulated MHD Generator," Proc. Intern. Symp. MHD Elec. Power Generation, Salzburg, paper SM-74/20 (1966)
- 41) 板谷, 野口, 阪口: "京大 M H D 発電実験装置について", 電気四学会連大, 143 (昭 4 0 )
- 42) 阪口, 野口, 江島: "磁界中の非平衡電離", 電気関係学会関西支部連大, 5-3 (昭 4 1 )
- 43) 野口, 田中, 阪口: "Faraday 形 M H D 発電ダクト内の電位分布", 電気関係学会関西支部連大, S 4 - 1 1 (昭 4 4 )
- 44) 高野: "流体力学(岩波講座基礎工学 16)", p. 221 (昭 4 3 )